

Ing. J. NEUMANN

621.317.7: 621.3.028.081

## Über Leitwertmesser für Hochfrequenz

*(Mitteilung aus dem Labor der Firma Rohde & Schwarz, München)*

Von der Anwendung des Ohmschen Gesetzes ausgehend, ergibt sich die Notwendigkeit, jeweils zwei von den drei Größen Strom, Spannung und Widerstand oder Spannung, Widerstand und Leistung zu ermitteln, um dann die dritte errechnen zu können. Die Spannungsmessung stellt heute kein Problem mehr dar, während Strommessungen bei höheren Frequenzen unbeliebt sind. Oft wird darum besonders der Entwickler von HF-Geräten vor die Aufgabe gestellt, Scheinwiderstände bzw. Scheinleitwerte nach Blind- und Wirkkomponente zu bestimmen. Solche leitwertbildenden Zweipole können durch Anordnungen von einfachsten Kohle-Schichtwiderständen an bis zu kompliziertesten Netzwerkschaltungen gebildet werden. Im allgemeinen ist die rechnerische Leitwertbestimmung, besonders bei höheren Frequenzen, schwierig, oft unmöglich, weil manche Komponenten nur meßtechnisch erfaßt werden können (z.B. die Eigenkapazität einer Spule). Bevor aber das Prinzip eines für praktische Meßaufgaben geeigneten Gerätes näher betrachtet wird, seien die folgenden allgemeineren Überlegungen vorangestellt.

Sinnvoll wird der Begriff des Leitwertes eigentlich erst im Zusammenhang mit Parallelschaltungen mehrerer Einzelkomponenten angewendet, weil man zur Bestimmung ihrer Gesamtgröße Leitwerte addieren muß. Dabei steht es natürlich frei, an Stelle von Leitwerten und ihrer Einheit Siemens die gewohnteren Widerstände in Ohm zu verwenden und sinngemäß mit reziproken Widerständen zu rechnen. Wenn trotzdem von einem Scheinleitwert gesprochen wird, dann nur deshalb, weil man dabei an eine Parallelschaltung von Wirk- und Blindkomponenten denkt. Dies ist in der Hochfrequenztechnik besonders naheliegend, nachdem die in Frage kommenden Objekte in der Regel einseitig geerdet d.h. parallel geschaltet sind, wie z.B. Schwingungskreise, die eine Parallelschaltung aus Induktivität, Kapazität und Verlustwiderständen darstellen. Letztere sind die Isolations- und dielektrischen Verlustwiderstände von Schaltelementen und Aufbauteilen, die fast immer gegen Erde auftreten. Physikalisch gesehen sind die Verlustwiderstände von Spulen und Kondensatoren verteilte Serien- und Parallelwiderstände, die auf jeden Fall in einer Ersatzgröße zusammengefaßt dargestellt werden können. Zweckmäßig wird man auch hier natürlich eine Parallelersatzschaltung wählen.

Bei der Untersuchung des Zusammenwirkens der obigen Anordnung kommt man damit automatisch auf die Leitwertdarstellung. Wegen der größeren Bequemlichkeit gegenüber Strommessungen ist es üblich, Spannungsmessungen durchzuführen. Hat man eine Parallelersatzschaltung zur Verfügung, so kann man durch einfache Multiplikation des Quadrates der Spannung mit dem Leitwert die Leistung, die an den einzelnen Komponenten auftritt, ermitteln. Wäre es hingegen üblich, Ströme zu messen, so würde eine Reihenersatzschaltung der Leitwertdarstellung vorzuziehen sein. Im ersten Falle liegen alle Komponenten an derselben Spannung, im zweiten werden alle Größen vom gleichen Strom durchflossen, so daß die einmalige Messung der Spannung bzw. des

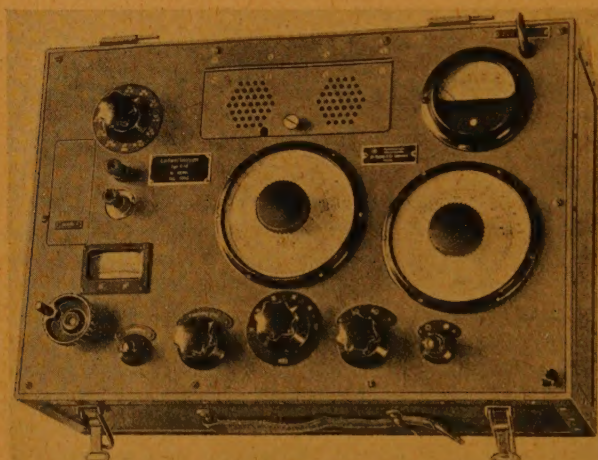


Abb. 1 Leitwertmesser Type VLU von 100 kHz bis 10 MHz

Stromes in Verbindung mit der Kenntnis der Leitwert- bzw. Widerstandskomponenten zur Ermittlung des oftmals sehr aufschlußreichen Leistungsverbrauches führt. Es liegt also auch auf Grund dieser Überlegung die Wahl des Leitwertbegriffes recht nahe.

Jeder beliebige Zweipol läßt sich bekanntlich durch einen Wirk- und einen Blindwiderstand ersetzen. Der obigen Erklärung gemäß wird man ihn in einer Parallelersatzschaltung darstellen. Im Bedarfsfall ist eine Umrechnung in die Reihenersatzbildgrößen (oder umgekehrt) mittels folgender Beziehungen möglich:

$$r = \frac{G}{G^2 + Y^2} \quad x = \frac{Y}{G^2 + Y^2}$$

$$G = \frac{r}{r^2 + x^2} \quad Y = \frac{x}{r^2 + x^2}$$

Es bedeuten: in der Parallelschaltung  $\left\{ \begin{array}{l} Y \text{ die Blindkomponente} \\ G \text{ die Wirkkomponente} \end{array} \right.$   
in der Reihenschaltung  $\left\{ \begin{array}{l} x \text{ die Blindkomponente} \\ r \text{ die Wirkkomponente} \end{array} \right.$



Dabei kann die Blindkomponente im Bereich von  $-\infty \dots +\infty$  liegen. Die Wirkkomponenten können Werte von  $0 \dots \infty$  annehmen. Die Abb. 2a kann nun nochmals ersetzt werden durch eine Parallelschaltung, die stets aus einer Kapazität und einem Wirkwiderstand besteht. Diese Kapazität, in obigem Ersatzbild die Größe  $Y = \pm j \frac{1}{\omega C}$ , nimmt dann positive und negative Werte an, ist also nur für die Hälfte aller möglichen Fälle realisierbar. Die positiven C-Werte stellen dabei einen Widerstand dar, dessen Eigenschaften einer wirklichen Kapazität entsprechen. Die negativen C-Werte sind ein Symbol für induktive Komponenten. Die



Abb. 2 Ersatzschaltung beliebiger Zweipole

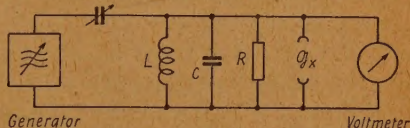


Abb. 3 Prinzipschaltung

Umrechnung dieser negativen Kapazität in die symbolisierte Größe ergibt sich aus der Gleichsetzung der beiden Leitwerte:

$$\omega C = - \frac{1}{\omega L} ; \quad \text{daraus } L = - \frac{1}{\omega^2 C}$$

womit sich bei negativen Kapazitäten positive, d.h. reale Induktivitäten ergeben. Von beliebigen Zweipolen, wobei natürlich auch der Eingangs- oder Ausgangswiderstand eines Vierpols als Zweipol gelten kann, läßt sich meßtechnisch eine Ersatzschaltung in dieser Form, nämlich als Parallelschaltung einer positiven oder negativen Kapazität mit einem Widerstand, ermitteln.

### Das Grundprinzip der Messung

Grundsätzlich handelt es sich um eine Differenzsubstitution. Die Messung (Abb.3) des Scheinleitwertes  $g_x$  gliedert sich in zwei Teile und wird so durchgeführt, daß  $g_x$  zunächst an die beiden Klemmen parallel zum Resonanzsystem LCR angeschlossen wird. Nachdem der Generator auf die gewünschte Meßfrequenz eingestellt wurde, kann der Meßkreis, einschließlich Meßobjekt  $g_x$  mittels L und C auf Resonanz abgestimmt werden. Das Auftreten der Resonanz wird durch das Auftreten eines Höchstwertes am Voltmeter-Ausschlag erkannt. Die Resonanzspannung wird mittels des Kopplers (K) durch Variieren der anregenden Senderspannung auf einen bestimmten Betrag gebracht. Der Widerstand R steht dabei auf seinem höchsten Ohmwert.

Zur weiteren Durchführung der Messung entfernt man nun  $g_x$  von den Klemmen. Je nach Art des Meßobjektes verstimmt man dadurch den Meßkreis mehr oder weniger, außerdem wird in der Regel die Dämpfung des Kreises verändert. Um nun wieder Resonanz am Meßkreis, jetzt jedoch ohne Meßobjekt, herzustellen, muß man den Kondensator C des Meßkreises um den Betrag  $\Delta C$  verändern. Diese Größe  $\Delta C$  ergibt die Ersatzgröße der Blindkomponente des Leitwertes  $g_x$ , deren Betrag die Größe  $\Delta \omega C$  hat. Nach Abklemmen des Meßobjektes wird die Resonanzspannung durch die gerin-

gere Dämpfung nicht mehr den ursprünglichen, sondern einen höheren Wert besitzen. Es wird nun mit dem frequenzunabhängigen Widerstand  $R$  der Meßkreis  $L, C$  so gedämpft, daß die gleiche Spannung wie vorher mit dem Meßobjekt zusammen erhalten wird.  $R$  läßt sich direkt eichen und die Ersatzbildgröße der Wirkkomponente in der Form eines Parallelwiderstandes in Ohm direkt ablesen.

Die besonderen Vorzüge dieser Methode sind darin zu erblicken, daß alle Dämpfungen, die der Meßkreis enthält, ohne Einfluß auf das Meßergebnis sind. Es kann bis zur Dämpfung 0 (= unendlich hoher Parallelwiderstand) gemessen werden. Das Meßprinzip eignet sich damit vorzüglich zur Untersuchung des Verlustfaktors von Schaltelementen aller Art. Wer die Schwierigkeiten derartiger Messungen kennt, wird diesen Vorzug besonders zu schätzen wissen. Im Wesen der Substitution liegt eine weitere Besonderheit. Wie schon bemerkt, sind alle Dämpfungswiderstände, die der Meßkreis enthält, ohne Einfluß auf das Meßergebnis, weil deren Einfluß in beiden Teilen der Messung (gleiche Resonanzspannung) die gleiche, unveränderte Wirkung hat. Es wird mit  $C$  und  $R$  nur das vom Meßkreis entfernte Teil ersetzt. Dies gilt auch dann, wenn das Meßobjekt aus mehreren Schaltelementen besteht, von denen nur eines untersucht werden soll. Wird dieses Teil abgeklippt, so erhält man unmittelbar seine Ersatzwerte, ohne daß die übrigen Elemente des Meßobjektes das Ergebnis beeinflussen. Damit lassen sich einzelne Glieder zusammenhängender Schaltungen in eingebautem Zustand untersuchen.

### Leitwertmesser in praktischer Ausführung

Die nun folgenden speziellen Darlegungen beziehen sich auf ein von der Fa. Rohde & Schwarz in München entwickeltes und auch serienmäßig hergestelltes Leitwertmeßgerät mit einer für die Anwendung im Labor und Prüffeld erprobten Dimensionierung.

#### Der Generator

Der für Leitwertmessung erforderliche HF-Generator überstreicht einen Frequenzbereich von 0,1 ... 10 MHz und liefert eine vom eingestellten Senderbereich und der

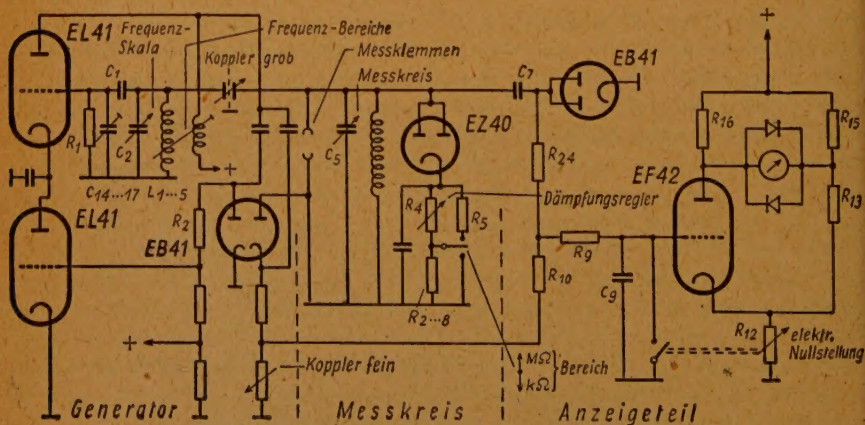


Abb. 4 Übersichtsschaltplan zum Rohde & Schwarz-Leitwertmesser



Drehkondensatorsteilung etwas abhängige Wechselspannung von mindestens 50 Volt. Der Spannungsteiler  $C_1$  und  $C_{14} \dots 17$  in Abb. 4, das eine Schaltungsübersicht vermittelt, sorgt für etwa gleichbleibende Gitterwechselspannung. Die Höhe der Spannung hat keine besondere Bedeutung, jedoch wird eine sehr gute Kurzzeitkonstanz verlangt, so daß Netzspannungsschöße oder Inkonstanzen irgendeines Schaltelementes keinen Einfluß auf die Einstellsicherheit ausüben können.

In Abhängigkeit von der Senderspannung ändert sich die Richtspannung an  $R_4$  und damit auch der Innenwiderstand der Röhre EL41. Dadurch werden Spannungsschwankungen des Senders ausgeglichen.

Die zweite Diodenstrecke liefert die Kompensationsspannung für die gleichgerichtete Meßkreisspannung über  $R_{10}$ , um eine weitere Unabhängigkeit der Anzeige von Senderspannungsschwankungen zu erreichen.

## Der K ö p p l e r

Von dem Verbindungsglied zwischen Sender und Meßkreis muß ein großer Regelbereich bei möglichst kleinen Eingangskapazitätsänderungen gefordert werden. Dies wird mit einem besonderen Spannungsteiler erfüllt. Sein Regelbereich beträgt etwa 10pF bis  $2 \times 10^{-4}$ pF. Damit ist das Erreichen der erforderlichen Resonanzspannung am Meßkreis bis zur zulässigen Höchstdämpfung durch das Meßobjekt gesichert, ohne den Generator nennenswert zu verstimmen.

## Der Me ß k r e i s

Zum Anschluß des Meßobjektes sind am linken Rand des Leitwertmessers zwei Rändelklemmen vorgesehen. Spannungsführend ist die in dem keramischen Isolator befestigte Klemme. Sie ist unmittelbar über dem Drehkondensator angeordnet.

## Me ß k r e i s d r e h k o n d e n s a t o r ( $C_5$ )

Er wird durch den Kurbelknopf über einen Schneckentrieb gedreht. Die Eichung auf einer Trommelskala ist unter dem Fenster links unten sichtbar. Der annähernd logarithmische Plattenschnitt sorgt für eine prozentual gleichbleibende Ablesegenauigkeit. Die Eichung beginnt mit 0 pF. Eine Anfangs- und Schaltkapazität von rund 80 pF ist natürlich vorhanden, sie spielt aber prinzipiell keine Rolle, ebenso der dielektrische Verlust des Drehkondensators. Seine Gesamtkapazität besteht aus der Anfangskapazität, zu der alle parallelen Verlustwiderstände gehören, und dem veränderbaren Teil  $\Delta C$ , der einem reinen Luftkondensator praktisch ohne Verluste entspricht. Das Meßprinzip ermöglicht es daher, die Blindkomponente des Meßobjektes durch einen reinen Blindwiderstand zu ersetzen. Eine das Meßergebnis fälschende Änderung des Verlustwinkels tritt nur durch den Reihenverlustwiderstand des Drehkondensators auf. Er kann klein gehalten werden und ist in den Fehlergrenzen der Wirkkomponente berücksichtigt. Diese Störung tritt um so mehr in Erscheinung, je höher die Frequenz ist, und je größer die Meßkreiskapazität ohne Meßobjekt ist. Man hat es also in gewissen Grenzen durch geschickte Bedienung des Gerätes in der Hand, den Fehler klein zu halten. Die Drehkondensatorvariation  $\Delta C$  beträgt 1000 pF.  $\Delta C$  bestimmt den Meßbereich für die Blindkomponente.

## Meßkreisspulen

Die Meßkreisspulen ( $L_6 \dots 16$ ) sind in ihren Induktivitätswerten etwa im Verhältnis 1:3 gestuft. An ihre Güte, Konstanz und Genauigkeit sind keine besonderen Forderungen zu stellen; denn diese Größen beeinflussen das Meßergebnis nicht. Der Meßspulenschalter ist oben links angebracht. Der Pfeil am Knopf zeigt außer dem Induktivitätswert auch den Frequenzbereich an, den man mit der eingestellten Spule und der ganzen zur Verfügung stehenden Drehkondensator-Variation ohne Meßobjekt bestreichen kann. Damit ist die zu verwendende Spule bei etwa bekannter Größe der Blindkomponente des Meßobjektes festgelegt. Nachdem jede Frequenz zwischen 0,1 und 10 MHz im Frequenzbereich zweier oder dreier Spulen enthalten ist, können die Meßobjekte oft bei einer Frequenz mit verschiedenen Meßkreisspulen gemessen werden. Die Gesichtspunkte für die Wahl der günstigsten Spule sind durch die ohmsche Komponente des Meßobjektes bestimmt und im Anschluß an den Abschnitt „Meßkreisdämpfungswiderstand“ näher begründet.

### Meßbereich für kapazitive Blindkomponenten

Der Drehkondensator hat gleichzeitig zwei Aufgaben zu erfüllen: Einmal muß er zusammen mit den eingebauten Meßkreisspulen die Abstimmung auf Resonanz bei der gewünschten Frequenz ermöglichen, und zum anderen dient er zum Ersatz der Blindkomponente des Meßobjektes. Damit steht für die zweite Aufgabe nicht ohne weiteres sein ganzer Variationsbereich zur Verfügung.

Die größte bei jeder Frequenz meßbare Kapazität ist daher auf 260 pF beschränkt; dieser Wert ergibt sich aus folgender Überlegung. Auch die tiefste mit jeder Spule erreichbare Frequenz muß mit und ohne Meßobjekt einstellbar sein. Im letzteren Fall steht eine Gesamtkapazität  $C_{\max} = 1100$  pF (1000 pF Drehko-Variation und 100 pF Anfangskapazität) zur Verfügung. Da die Meßkreis-Induktivitäten im Verhältnis 3 : 1 gestuft sind, muß zum Übergang auf die nächstgrößere Spule bei gleicher Frequenz eine Kapazitäts-Variation von 3 : 1 bei geschlossenem Meßobjekt erhalten bleiben. Während der Größtwert durch  $C_{\max}$  gegeben ist, ist der erreichbare Kleinstwert durch die Summe aus der Kapazität des Meßobjektes ( $C_{\text{Meßobjekt}}$ ) und der Anfangskapazität des Meßkreises ( $C_a$ ), die sich nicht unterschreiten läßt, bestimmt. Es gilt also:

$$\frac{3}{1} = \frac{C_{\max}}{C_{\text{Meßobjekt}} + C_a}$$

Die Auflösung dieser Gleichung führt zu dem oben genannten Wert  $C_{\text{Meßobjekt}} = 260$  pF. Kapazitätswerte unter 260 pF lassen sich bei jeder Frequenz messen. Aber auch größere Kapazitäten bis 1000 pF können unter Einschränkung für die Meß-

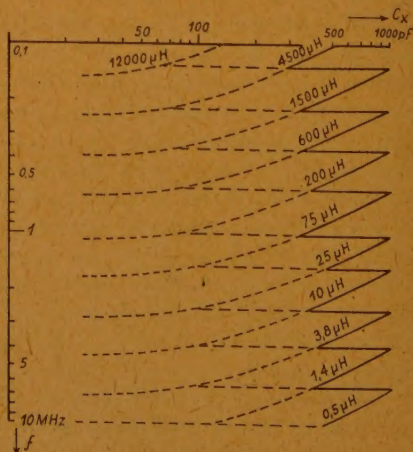


Abb. 5 Kapazitätsmeßbereich des VLU



frequenz bestimmt werden. Die Zahl der gleichmäßig verteilten Frequenzintervalle, in denen hierbei eine Kapazitätsmessung durchführbar ist, entspricht der Zahl der einschaltbaren elf Spulen. Die Intervalle werden mit zunehmender Kapazität schmaler und laufen für den Meßwert 1000 pF etwa auf den unteren Grenzwert des zu jeder Spule angegebenen Frequenzbereiches zu. Die Abhängigkeit der größten meßbaren Kapazität von der Frequenz zeigt Abb. 5.

### Der Meßbereich für induktive Blindkomponenten

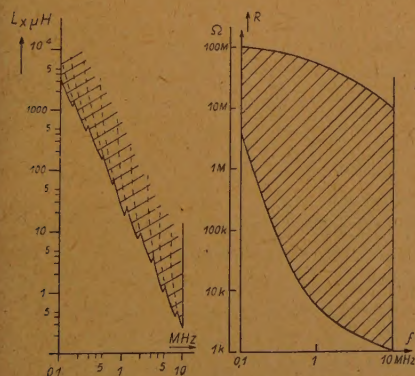
Theoretisch ist der meßbare Induktivitätswert nach oben unbegrenzt; denn große Spulen stellen einen hohen Blindwiderstand dar, der durch ein entsprechend kleines  $\Delta C$  zu ersetzen ist.

Praktisch ist die obere Grenze durch die mehr oder weniger große Eigenkapazität der Spule gegeben. Die kleinste meßbare Induktivität ist durch die größtmögliche Meßdrehkondensator-Variation von 1000 pF gegeben. Die durch 1000 pF symbolisierte Induktivität hat natürlich bei jeder Frequenz einen anderen Wert. Die kleinste mit jeder der 11 Spulen in Abhängigkeit von der Frequenz meßbare Induktivität ergibt sich aus Abb. 6, wobei die jeweils eingeschaltete Meßkreisspule an den Kurventeilen vermerkt ist.

### Der Meßkreisdämpfungswiderstand

Auf der rechten Seite des Gerätes befindet sich der in Ohm geeichte Dämpfungsregler, mit dessen Hilfe der Wirkleitwert des Meßobjektes ersetzt werden kann. Von diesem Widerstand muß Frequenzunabhängigkeit gefordert werden. Dieser Forderung genügt der wechselstromseitige (Eingangs-)Widerstand eines Diodengleichrichters an einem schwingfähigen System\*). Der Drehknopf ist auf der Achse eines Regelwiderstandes ( $R_4$ ) montiert, der als Arbeitswiderstand einer Diode geschaltet ist. Der Wechselstromwiderstand des Diodengleichrichters, mit dem der Schwingungskreis belastet wird, ist halb so groß wie der Arbeitswiderstand ( $R_{2, 4, 5, 8}$  im Übersichtsschaltplan). Nun ist es jedoch erforderlich, für die Messung z.B. von Kondensatoren bei niedrigen Frequenzen

Wechselstromwiderstandswerte von etwa 200 MOhm bis 500 MOhm zu haben. Man ersieht daraus, daß eine direkte Substitution des Gleichrichters kaum möglich ist. Es wäre außerdem noch notwendig, die Kapazität der Diode und den dielektrischen Verlust auszugleichen. Deshalb wurde zur Differenzsubstitution übergegangen. Hier bleibt der Gleichrichter immer am Resonanzsystem angeschlossen und wirkt zunächst mit seiner Grunddämpfung — das ist der Wechselstrom-Eingangswiderstand der Diodenschal-



Links: Abb. 6 Induktivitätsmeßbereich des VLU  
Rechts: Abb. 7 Meßbereich der Wirkkomponente

\*) Siehe Hochfrequenztechnik u. Elektroakustik 54 (1939), S. 116...121: „Leitwertmessung mittels Gleichrichtung“ von L. Rohde und G. Opitz.

tung, wenn der größte Widerstandswert des Reglers  $R_4$  eingestellt ist — auf den Meßkreis. In einem der beiden Dämpfungsbereiche (kOhm-Bereich) ist die Grunddämpfung rund 50 kOhm. Ändert man diese Grunddämpfung um 1% auf 49,5 kOhm, so hat das die gleiche Wirkung wie die Parallelschaltung eines neuen Widerstandes von 5000 kOhm zur konstanten Grunddämpfung von 50 kOhm. Der parallele Wirkwiderstand kann somit, selbst wenn er sehr hohe Werte hat, durch entsprechend kleinere Einstellung des Reglers  $R_4$  ersetzt werden. Die Anordnung EZ 11,  $C_6$ ,  $R_2$ ,  $4, 5, 8$  ist ein regelbarer, phasenreiner Hochfrequenzwirkwiderstand, der sich von einem Anfangswert von 1 kOhm bis zum Wert  $\infty$  eichen läßt. Die Umschaltung auf den MOhm-Bereich wird lediglich durch Vergrößern des Arbeitswiderstandes zwischen Katode der EZ 11 und der Masse erreicht (Schalterknopf „kOhm-MOhm“). Die Röhre übt auf die gemessene Größe des Wirkwiderstandes selbst an der unteren Grenze bei 1 kOhm einen vernachlässigbaren kleinen Einfluß aus, wie in der oben zitierten Arbeit näher begründet ist.

Die Gesetzmäßigkeit, daß der Wechselstromwiderstand des Gleichrichters in einem festen Verhältnis zum Arbeitswiderstand steht, gilt exakt, solange die Wechselspannung am Meßkreis einen sinusförmigen Verlauf hat. Die impulsförmige Belastung des Resonanzsystems durch die Ladestromstöße des Gleichrichters führt zu stark oberwellenhaltigen Strömen, die über den Meßkreis fließen.

Solange der Innenwiderstand des Resonanzsystems klein für die Oberwellenströme im Verhältnis zum Resonanzwiderstand ist, kann keine Verformung der Grundwellenspannung durch Oberwellenspannungen auftreten. Wird jedoch die Güte des Meßkreises durch Dämpfung auf niedrige Werte verschlechtert, so besagt dies, daß das Verhältnis des Resonanzwiderstandes für die Grundwelle zum kapazitiven Innenwiderstand für die verschiedenen Oberwellen jetzt wesentlich kleiner ist als bei hoher Güte des Resonanzsystems. Das wiederum bedeutet, daß Verzerrungen der am Gleichrichter wirksamen Spannung auftreten, wodurch der Wechselstromwiderstand höherohmig wird. Bei einer Meßkreisgüte von 15 sind die Wechselstromwiderstandswerte um höchstens 2% größer als die, die sich bei Kreisgüte 100 einstellen; unter den Gütewert 15 darf deshalb der Meßkreis nicht belastet werden. Unter diesem Wert tritt auch ein Fehler in der Blindleitwertmessung auf.

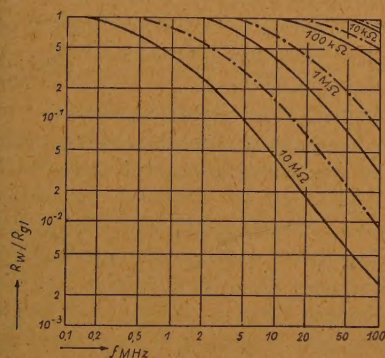
Der Resonanzwiderstand des Meßkreises ist vom L/C-Verhältnis, also von der Wahl der Spule, und von der Stellung des Drehkos abhängig. Entsprechend ist auch die zulässige Bedämpfung des Kreises durch den Gleichrichter verschieden. Eine sinnvolle Beschriftung des Dämpfungsreglers sowie der Trommelskala des Drehkondensators sorgt dafür, daß trotz der recht verwickelten Verhältnisse die Bedienung des Gerätes durch Beachtung einer Regel einfach bleibt.

Nunmehr wird auch die richtige Wahl der Meßkreisspulen verständlich. Ist die ohmsche Komponente des Meßobjektes niederohmig, die ersatzweise Bedämpfung des Meßkreises also stark, so wird man kleine L-Werte und möglichst große Meßkreiskapazitäten wählen, um einen niedrigen Blindwiderstand zu erhalten. Die Güte 15 wird auf diese Weise erst bei niederohmigen Dämpfungswiderständen erreicht. Bei sehr hochohmigen Wirkkomponenten des Meßobjektes wird man möglichst große Spulen und kleine Meßkreiskapazitäten einstellen. Nachdem man in vielen Fällen die gleiche Resonanzfrequenz mit drei verschiedenen Meßkreisspulen, deren L-Werte sich etwa wie 1 : 3 ver-

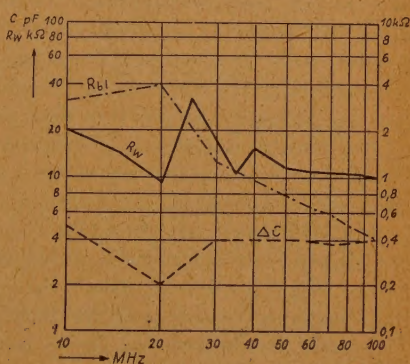


halten, einstellen kann, läßt sich der Resonanzwiderstand etwa im Verhältnis 1 : 9 variieren.

Ein hoher Resonanzwiderstand wirkt sich günstig auf die Meßsicherheit hochohmiger Wirkkomponenten aus, weil dann der Unterschied der Resonanzspannung im ungedämpften Zustand gegenüber dem durch das Meßobjekt gedämpften relativ zunimmt. Man erhält also eine besser beobachtbare Zeigerauslenkung des Anzeiginstrumentes. Abb. 7 zeigt den Widerstandsbereich, der mit dem VLU zu erfassen ist. Die Größe der Meßkreisspannung sollte im Interesse möglichst guter Meßempfindlichkeit hoch sein. Nun ändern aber unter anderen Meßobjekten z.B. ferromagnetische Stoffe ihre elektrischen Eigenschaften mit der Magnetisierung, also unmittelbar auch mit steigender Spannung, weshalb man daran interessiert wäre, mit möglichst kleinen Meßspannungen zu arbeiten. Ein brauchbarer Kompromiß ergab sich für den VLU bei etwa 7 V effektiver Resonanzspannung.



Links: Abb. 8 Eigenkapazität  $C$  Parallelwiderstand  $R_W$  und Blindwiderstand  $R_b$  einer Drosselspule oberhalb der Eigenresonanz Rechts: Abb. 9 Wirkwiderstandsverlauf einiger gewendelter Schichtwiderstände



## Der Anzeigeteil

Das Diodenvoltmeter, bestehend aus der Röhre EB 11, dem Ladekondensator  $C$  und dem Arbeitswiderstand  $R_7$ ,  $10^3$ ,  $24$  liefert über  $R_9$  eine Richtspannung an den Gleichspannungsverstärker (EF 12). Diese Richtspannung wird kompensiert durch eine Gleichspannung, die vom Sender geliefert wird. Sie ist so bemessen, daß das Gitterpotential 0 Volt erreicht wird, wenn die Spannung am Meßkreis etwa 7 V beträgt. Die Anzeigebrücke  $R_{12}$ ,  $15$ ,  $16$  ist so dimensioniert, daß sich bei Nullpotential am Gitter der Gleichstromverstärkerröhre EF 12 ein solcher Anodenstrom einstellt, daß das Anzeiginstrument halben Ausschlag zeigt (roter Strich). Zur Kontrolle des Arbeitspunktes kann das Gitter an Masse (0-Potential) gelegt und der Katodenwiderstand  $R_{12}$  nachgestellt werden. Der Bedienungsknopf ist im Röhrenschacht. Ein Druck auf diesen Knopf betätigt den Erdungsschalter des Gitters und kuppelt mechanisch den Knopf mit dem Regelwiderstand. Durch eine besondere Schutzschaltung, in der man die Spannungsabhängigkeit von Trockengleichrichtern ausnützt, ist das Drehspulmeßwerk vor Überlastung bewahrt. Die Empfindlichkeit ist in der Mitte der Skala so groß, daß eine Spannungsschwankung am Meßkreis von etwa 100 mV eine Zeigerauslenkung

von 8 Skalenteilen verursacht. Gegen Anfang und Ende der Skala sinkt die Empfindlichkeit rasch auf Null ab.

Die Verwendung von Leitwertmessern erstreckt sich über das gesamte Gebiet der Hochfrequenztechnik, besonders im Bereich der Bearbeitung von Entwicklungsaufgaben. Aus der Vielzahl der möglichen Messungen, für die sich die Leitwertmesser besonders eignen, seien hier nur die wichtigsten angegeben:

Untersuchung des Scheinwiderstandes von Schaltelementen wie Spulen, Kondensatoren und Widerständen in Abhängigkeit von der Frequenz.

Bestimmung des Verlustwinkels und seine Frequenzabhängigkeit von Blindwiderständen, die Eigenkapazität und Eigenresonanz von Spulen, Verlustwiderstände an kalten Röhren. An Röhren im Betriebszustand läßt sich der Anodenverlustwiderstand ohne weiteres messen, während sich die Messung des Gitterverlustwiderstandes auf die Fälle beschränkt, in denen eine Gitterwechselspannung von 7 Volt angelegt werden kann.

Besonders vorteilhaft ist es, daß die Möglichkeit besteht, ganze Netzwerke mit hochohmiger Wirkkomponente zu untersuchen, und zwar in eingebaute Zustand. Hier ist insbesondere die Untersuchung von Schwingungskreisen aller dämpfenden oder verstimmenden Einflüsse wie Schalter, Abschirmungen, Röhren usw. zu nennen, wobei jeweils das interessierende Teil vom Netzwerk abgetrennt wird. Ferner kann die Dämpfung unsymmetrischer Kabel, insbesondere im Resonanzfall gemessen werden. Mit Hilfe eines Zweiplatten-Luftkondensators können die Eigenschaften von Isolierstoffproben untersucht werden.

Zur Bearbeitung von Materialien für dielektrische Erwärmung ist die Kenntnis der dielektrischen Verlustwiderstände oft bei verschiedenen Frequenzen erforderlich. Auch für diese Aufgaben wird vorteilhaft ein Leitwertmesser verwendet. Nimmt man die etwas komplizierte Auswertung des Meßergebnisses in Kauf, so können auch kleine Widerstände gemessen werden. Man schaltet dazu eine Kapazität mit dem Prüfling in Reihe.

In grundsätzlich gleicher Weise arbeitet eine weitere Ausführungsform eines Leitwertmessers für den Frequenzbereich von 10 MHz bis 100 MHz. Mit Hilfe dieser beiden Geräte wurden, um abschließend ein Beispiel aus der Praxis anzuführen, die beiden Kurvenbilder 6 und 7 erhalten.

Abb. 8 stellt das Untersuchungsergebnis an einer 2,5 mH-Spule dar, während aus Abb. 9 das Verhalten von Schichtwiderständen bei Hochfrequenz hervorgeht.



# Die Verzerrung N-förmiger Signale in RC-Verstärkern

Bei der Entwicklung eines Gasentladungs-Manometers großer Bandbreite ( $0 \dots 10^6$  Hz) stellte sich das Problem der Verzerrung N-förmiger Signale in RC-Verstärkern. Da jede sich in Gasen ausbreitende Verdichtung endlicher Amplitude die Tendenz hat, den in den Abb. 3 bis 6 gestrichelt mitskizzierten N-förmigen Verlauf anzunehmen, dürfte die Behandlung dieses Problems von allgemeinerem Interesse sein. Die im folgenden beschriebene Methode läßt sich zudem leicht auf die Untersuchung der Verzerrung beliebiger Signale in irgendwelchen linearen Netzwerken übertragen.

Der übliche Weg, an das gestellte Thema heranzugehen, ist folgender [1]:

Man mißt oder berechnet die Dämpfung und Phasendrehung stationärer Sinusschwingungen beim Passieren des Verstärkers als Funktion der Frequenz  $f = \frac{\omega}{2\pi}$ . Das Er-

gebnis läßt sich mit  $p = j\omega$  zu einer komplexen Übertragungsfunktion  $F(p)$  zusammenfassen, mit der multipliziert die am Verstärkereingang auftretenden Sinusschwingungen am Verstärkerausgang erscheinen. Um aus dem nunmehr bekannten stationären Verhalten des Verstärkers auf sein Ansprechen auf instationäre Signale schließen zu können, denkt man sich das einfallende Signal  $G_1(t)$  aus endlos vielen stationären Sinusschwingungen superponiert:

$$G_1(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F_1(p) e^{pt} df$$

$$F_1(p) = \int_{-\infty}^{+\infty} G_1(t) e^{-pt} dt$$

Nach dem Superpositionsprinzip der linearen Netzwerke beeinträchtigen sich diese zahllosen stationären Sinusschwingungen beim Passieren des Verstärkers nicht. Am Verstärkerausgang erscheinen sie geändert gemäß:

$$F_2(p) = F_1(p) \cdot F(p)$$

und superponieren sich zum verzerrten Signal:

$$G_2(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F_2(p) \cdot e^{pt} df$$

Man sieht ohne besondere Rechnung ein, daß ein Verstärker dann alle Signale unverzerrt übertragen würde, wenn er die Amplituden aller Frequenzen ungeändert lassen und die Phasen, wenn überhaupt, dann um einen linear mit der Frequenz wachsenden Winkel drehen würde. Zwischen jeweiligen unteren Grenzfrequenzen  $f_u$  und oberen Grenzfrequenzen  $f_o$  läßt sich dieses Ziel angenähert erreichen. Bei den ersten Untersuchungen tauchte die Frage auf, wie die Flanke eines Einheitsstoßes:

$$G_1(t) = \begin{cases} 0 & \text{für } t < 0 \\ 1 & \text{für } t > 0 \end{cases} \approx \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{p} \cdot e^{pt} df$$

dadurch verzerrt wird, daß diese Annäherung an die ideale Übertragung eben nur bis zu einer oberen Grenzfrequenz  $f_0$  möglich ist. Man fand unter stark vereinfachenden sich physikalisch widersprechenden Annahmen folgende Größenordnung der Anstiegszeit  $\tau_1$  von Null bis Eins [2]:

$$\tau_1 \approx \frac{1}{2 f_0}$$

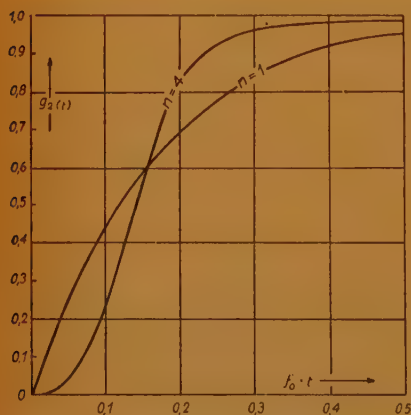
Neuere exaktere Untersuchungen mit physikalisch realisierbaren Übertragungsfunktionen bestätigen diese Größenordnung [3]. Mit n-stufigen RC-Verstärkern erhält man z.B. die in Abb. 1 für  $n = 1$  und  $n = 4$  gezeichneten Anstiege. Als obere Grenzfrequenz  $f_0$  ist hier die Frequenz definiert, bei der die Verstärkung des Gesamtverstärkers auf das  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  fache abgesunken ist. Als Übertragungsfunktion ist angenommen:

$$F(p) = \left( \frac{\omega_0 \cdot p}{\omega_0 + p} \right)^n$$

Der Anstieg wird mit Erhöhung der Stufenzahl steiler, erfährt aber eine mit der Stufenzahl wachsende Verzögerung derart, daß der Wert 1 praktisch etwa nach der gleichen Zeit der o.a. Größenordnung erreicht wird. Die vorstehenden Ergebnisse lassen sich leicht für Rechtecksignale

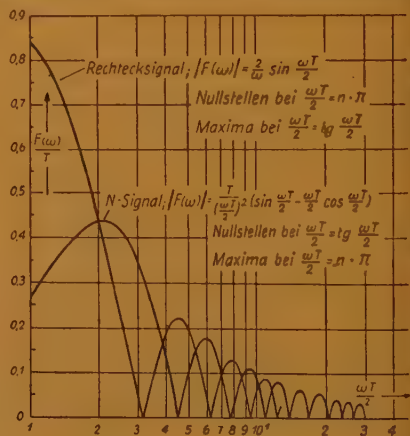
$$G_1(t) = \begin{cases} 0 & \text{für } t < -\frac{T}{2}; t > +\frac{T}{2} \\ 1 & \text{für } -\frac{T}{2} < t < +\frac{T}{2} \end{cases} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2}{\omega} \sin \frac{\omega T}{2} \cdot e^{pt} df$$

erweitern, die man sich aus zwei mit einer Zeitdifferenz  $T$  aufeinanderfolgenden Einheitsstößen entgegengesetzten Vorzeichens bestehend denken kann. Das Problem der



Links: Abb. 1 Verzerrung des Einheitsstoßes im n-stufigen Rc-Verstärker; umgerechnet aus Angaben von Cherry: Pulses and Transients in communication-circuits, London 1949

Rechts: Abb. 2 Amplitudenspektren eines Rechtecksignals und N-Signals gleicher Dauer T





Verzerrung solcher Rechtecksignale bildet das Thema einer großen Zahl neuer amerikanischer Veröffentlichungen. Die dort gewonnenen Ergebnisse kann man jedoch nicht ohne Vorbehalt auf das Problem der Verzerrung N-förmiger Signale:

$$G_1(t) = \begin{cases} 0 & \text{für } t < -\frac{T}{2}; t > +\frac{T}{2} \\ 2 \cdot \frac{t}{T} & \text{für } -\frac{T}{2} < t < +\frac{T}{2} \end{cases} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{p} \cdot \frac{4}{aT} \left( \sin \frac{\omega T}{2} - \frac{\omega T}{2} \cos \frac{\omega T}{2} \right) e^{pt} df$$

übertragen. Ein Vergleich der beiden Amplitudenspektren  $F_1(p)$  in Abb. 2 läßt erkennen, daß beim N-Signal die Frequenzen unter  $\frac{0,7}{T}$  weniger, die über  $\frac{0,7}{T}$  etwas mehr vertreten sind, so daß man andere Forderungen hinsichtlich der Grenzfrequenzen des Verstärkers erwarten muß. Insbesondere, wenn Rauschströme, Netzbrumm, Schaltkapazitäten oder wirtschaftliche Gesichtspunkte eine knappe Dimensionierung des Verstärkers fordern, ist eine exaktere Behandlung des Problems unerläßlich.

Dem Problem ist ein formal anderer Lösungsweg mehr angepaßt als der eingangs skizzierte. Man wird zu ihm durch die Integralidentität geführt:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} F_1(p) \cdot F(p) \cdot e^{pt} df = \int_{-\infty}^{+\infty} G_1(g) G(t-g) dg$$

Man denkt sich das Eingangssignal  $G_1(t)$  aus endlos vielen Einheitsimpulsen  $S_0(x)$  zusammengesetzt.  $S_0(x)$  bezeichnet eine wesentlich singuläre Funktion der Zeitvariablen  $x$ , die die Eigenschaft hat, für alle  $x$  zu verschwinden außer für  $x=0$ , wo sie

derart nach  $\infty$  geht, daß  $\int_0^b S_0(x) dx = 1$  für beliebige endliche Integrationsgrenzen.

Ihr FOURIER-Integral findet man durch Grenzübergang aus dem FOURIER-Integral geeigneter Signale endlicher Breite zu:

$$S_0(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} 1 \cdot e^{px} df$$

Alle Frequenzen sind also mit gleicher Amplitude und Phasengleichheit bei  $x=0$  an  $S_0(x)$  beteiligt. Es ist  $F_0(p) = 1$ . Tritt  $S_0(x)$  am Verstärkereingang auf, so errechnet sich in der eingangs skizzierten Weise, daß am Ausgang

$$G(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(p) \cdot e^{px} df$$

erscheint, also das Signal, zu dem sich Sinusschwingungen mit einer Verteilung gleich der Übertragungsfunktion  $F(p)$  des Verstärkers superponieren. Für die Übertragungsfunktionen  $F(p)$  von RC-Verstärkern findet man  $G(x)$  in den FOURIER-Integraltabellen [4]. Aus solchem  $S_0(x)$  soll sich nun  $G_1(t)$  zusammensetzen, derart, daß

$$G_1(t) = \int_{t-\frac{\varepsilon}{2}}^{t+\frac{\varepsilon}{2}} S_0(t-g) dg$$

Zahl der Stufen n	Besondere Voraus- setzung	Übertragungsfunktion	Zeitfunktion zur Übertragungsfunktion
1	$\omega_u = 0$	$F(f) = \frac{\omega_o}{p + \omega_o}$	$G(x) = \begin{cases} \omega_o \cdot e^{-\omega_o x} & \text{für } x > 0 \\ 0 & \text{für } x < 0 \end{cases}$
1	$\omega_o = \infty$	$F(f) = \frac{p}{p + \omega_u} = F^*(f) \cdot F^{**}(f)$ $F^*(f) = \frac{1}{p + \omega_u}$ $F^{**}(f) = p$	$G^*(x) = \begin{cases} e^{-\omega_u x} & \text{für } x > 0 \\ 0 & \text{für } x < 0 \end{cases}$ $\int_{-\infty}^{+\infty} F^{**}(f) \cdot \phi(f) \cdot e^{pt} df = \frac{d}{dt} \left( \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(f) \cdot e^{pt} df \right)$
1	—	$F(f) = \frac{\omega_o \cdot p}{(p + \omega_o)(p + \omega_u)}$	$G(x) = \begin{cases} \frac{\omega_o}{\omega_o - \omega_u} [\omega_o \cdot e^{-\omega_o x} - \omega_u \cdot e^{-\omega_u x}] & \text{für } x > 0 \\ 0 & \text{für } x < 0 \end{cases}$
2	$\omega_u = 0$	$F(f) = \left( \frac{\omega_o}{p + \omega_o} \right)^2$	$G(x) = \begin{cases} \omega_o^2 x \cdot e^{-\omega_o x} & \text{für } x > 0 \\ 0 & \text{für } x < 0 \end{cases}$

Es läßt sich beweisen, daß man dafür auch schreiben kann:

$$G_1(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} G_1(g) S_o(t - g) dg$$

Dies beruht darauf, daß  $G_1(g)$  über das verschwindende Intervall  $dg$ , in dem  $S_o$  an der Stelle  $g = t$  nicht verschwindet, praktisch als Konstante behandelt werden darf. Bei Erregung des Verstärkers mit dieser dichten Folge von verschwindend kurzen Impulsen wird nun aus jedem  $S_o(t - g)$  ein  $G(t - g)$ , und man erhält als Ausgangssignal:

$$G_2(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} G_1(g) G(t - g) dg$$

In dieser Weise sind in der Tabelle I einige Beispiele der Verzerrung N-förmiger Signale



$$\text{Eingangssignal: } G_1(t) = \begin{cases} 2 \frac{t}{T} - 1 & \text{für } 0 < t < T \\ 0 & \text{für } t < 0; t > T \end{cases}$$

Ausgangssignal $G_2(t)$	$G_2(t) = 0$ für $t < 0$	Bereich $t$
$\frac{t}{T} + e^{-\omega_0 t} \left(1 + \frac{2}{\omega_0 T}\right) - \left(1 + \frac{2}{\omega_0 T}\right)$		$0 < t < T$
$\omega_0 t \left[ e^{\omega_0 T} \left(1 - \frac{2}{\omega_0 T}\right) + \left(1 + \frac{2}{\omega_0 T}\right) \right]$		$t > T$
$\frac{t}{T} - e^{-\omega_u t} \left(1 + \frac{e}{\omega_u T}\right)$		$0 < t < T$
$e^{-\omega_u t} \left[ e^{\omega_u T} \left(1 - \frac{2}{\omega_u T}\right) + \left(1 + \frac{2}{\omega_u T}\right) \right]$		$t > T$
$\frac{\omega_0}{-\omega_u} \left[ e^{-\omega_0 t} \left(1 + \frac{2}{\omega_0 T}\right) - e^{-\omega_u t} \left(1 + \frac{2}{\omega_u T}\right) \right] + \frac{2}{\omega_u T}$		$0 < t < T$
$\frac{\omega_0}{-\omega_u} \left[ e^{-\omega_0 t} \left( e^{\omega_0 T} \left[ 1 - \frac{2}{\omega_0 T} \right] + \left[ 1 + \frac{2}{\omega_0 T} \right] \right) - e^{-\omega_u t} \left( e^{\omega_u T} \left[ 1 - \frac{2}{\omega_u T} \right] + \left[ 1 + \frac{2}{\omega_u T} \right] \right) \right]$		$t > T$
$\left[ 2 + e^{-\omega_0 t} (2 + \omega_0 T) \right] + e^{-\omega_0 t} \left( \frac{4}{\omega_0 T} + 1 \right) - \left( \frac{4}{\omega_0 T} + 1 \right)$		$0 < t < T$
$e^{-\omega_0 t} \left[ e^{\omega_0 T} (\omega_0 T - 2) + (\omega_0 T + 2) \right] - e^{-\omega_0 t} \left[ e^{\omega_0 T} \left( \omega_0 T - 3 + \frac{4}{\omega_0 T} \right) + \left( \frac{4}{\omega_0 T} + 1 \right) \right]$		$t > T$

in RC-Verstärkern durchgerechnet. Als Übertragungsfunktion wurde unter Weglassung des frequenzunabhängigen Faktors  $(S \cdot R)^n$  angenommen:

$$F(p) = \left[ \frac{\omega_0 \cdot p}{(\omega_0 + p)(\omega_u + p)} \right]^n$$

Darin bezeichnen  $\omega_0$  bzw.  $\omega_u$  die obere bzw. untere Grenzfrequenz, bei der das Verhältnis der am Steuergitter zweier aufeinanderfolgender Pentoden auftretenden Spannungen auf das  $1/\sqrt{2}$ -fache abgesunken ist. Es ist  $\omega_0 = \frac{1}{R_A \cdot C_A}$  mit  $R_A$  = Anodenwiderstand,  $C_A$  = Schalt- und Röhrenkapazität Anode gegen Erde. Es ist weiter  $\omega_u = \frac{1}{R_g \cdot C_K}$  mit  $R_g$  = Gitterableitwiderstand,  $C_K$  = Koppelkapazität zwischen Anode und Gitter.

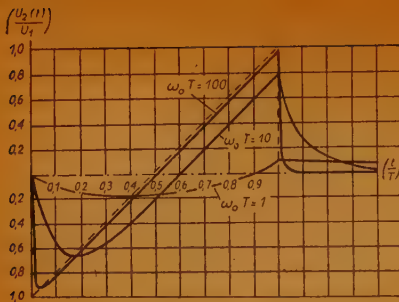


Abb. 3

Durch 1-stufigen RC-Tiefpaß verzerrte N-Welle

$$U_1(t) = U_1 \left( 2 \frac{t}{T} - 1 \right)$$

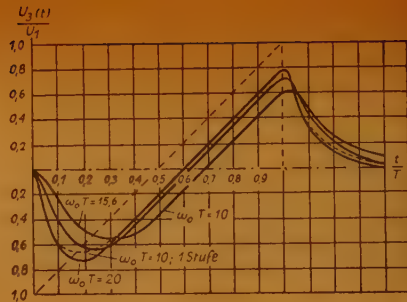


Abb. 4

Durch 2-stufigen RC-Tiefpaß verzerrte N-Welle

$$U_1(t) = U_1 \left( 2 \frac{t}{T} - 1 \right)$$

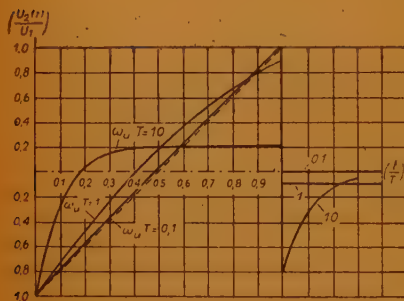


Abb. 5

Durch 1-stufigen RC-Hochpaß verzerrte N-Welle

$$U_1(t) = U_1 \left( 2 \frac{t}{T} - 1 \right)$$

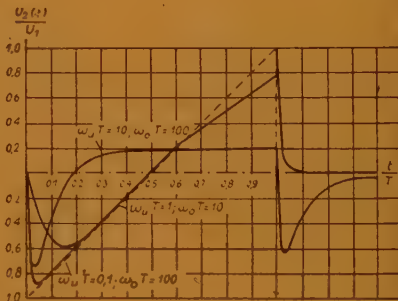


Abb. 6

Durch 1-stufigen RC-Bandpaß verzerrte N-Welle

$$U_1(t) = U_1 \left( 2 \frac{t}{T} - 1 \right)$$

Das Ergebnis der Rechnung ist für verschiedene Parameter  $\omega_0 \cdot T$  und  $\omega_u \cdot T$  in den Abb. 3 bis 6 aufgezeichnet. Man erkennt zunächst, daß bei einstufigem Verstärker eine Wiedergabe der N-Welle mit weniger als 10% Fehler nur zu erwarten ist, wenn man die Bedingung einhält:

$$\omega_u \cdot T < 0,1; \quad \omega_0 \cdot T > 100$$

Für eine Dauer des N-Signals  $T = 10^{-4}$  sec. braucht man danach z.B. eine Verstärkerbandbreite von mindestens 160 Hz bis 160 kHz, wie sie ohne besonderen Aufwand zu erreichen ist. Für eine Dauer des N-Signals  $T = 10^{-6}$  sec werden jedoch an den RC-Verstärker Anforderungen gestellt, die sich im normalen Aufbau nicht mehr erfüllen lassen.

Diese Forderung verschärft sich, wenn man mehr Verstärkerstufen hintereinander schaltet. Ist  $\omega_0$  die obere Grenzfrequenz der einzelnen Stufe, so sinkt die obere Grenzfrequenz  $n$  solcher Stufen auf:

$$\omega_{0;n} = \omega_0 \sqrt{\frac{1}{2^n - 1}}$$



Auch ein Anheben von  $\omega_{0;n}$  auf  $\omega_{0;1}$  durch entsprechende Dimensionierung der einzelnen Stufen läßt die Wiedergabe des  $n$ -stufigen Verstärkers noch schlechter als die des 1-stufigen Verstärkers. Ein zweistufiger Verstärker zeigt etwa die gleiche Wiedergabe wie jede seiner Stufen bei Halbierung ihrer eigenen oberen Grenzfrequenz; d.h. erst bei  $\omega_{0;2} \approx 1,3 \omega_{0;1}$  ist beim zweistufigen Verstärker gleiche Wiedergabe wie beim einstufigen Verstärker zu erwarten.

Man wird darum mit so wenig Verstärkerstufen als möglich auszukommen suchen, wobei allerdings in bekannter Weise der pro Stufe erzielbaren Verstärkung bei geforderter oberer Grenzfrequenz eine von der Steilheit und den Kapazitäten der Röhre abhängende Grenze gesetzt ist.

### Literatur

- [1] Huber: Verformung von Impulsen in Verstärkern. ZWB 1991/1944.
- [2] K. Küpfmüller: Über Beziehungen zwischen Frequenzcharakteristiken und Ausgleichsvorgängen in linearen Systemen. ENT 5/1928/1918.
- [3] Colin Cherry: Pulses and transients in communication circuits. 1949.
- [4] G. A. Campbell, R. M. Foster: Fourier integrals for practical applications. 1931.

# Berechnung der frequenzbestimmenden Kapazitäten frequenzvariabler Generatoren

In der Sendertechnik werden oft für Meß- oder Nachrichtenzwecke frequenzvariable Generatoren mit einem erwünschten Skalenverlauf benötigt.

Im folgenden soll aufgezeigt werden, welche Berechnungen und Überlegungen zum Aufbau des frequenzbestimmenden Teiles der Oszillatorstufe notwendig sind.

Sowohl beim Bandfiltersender als auch beim Gleichlaufsender wird neben einem bestimmten Frequenzumfang

$$Q = \frac{f_o}{f_u} \quad (1)$$

( $f_o$  = obere Sendefrequenz

$f_u$  = untere Sendefrequenz)

noch eine bestimmte Frequenzfunktion

$$q = q(\alpha)$$

gefordert, wobei

$$q = \frac{f}{f_u}; \quad 1 \leq q \leq Q \quad (2)$$

ist. Das Argument  $\alpha$  soll durch

$$\alpha = \frac{\text{eingest. Skalengrad}}{\text{max. Skalengrad}}; \quad 0 \leq \alpha \leq 1 \quad (3)$$

definiert sein.

Es ist nun die Aufgabe vorhanden, einen geeigneten Drehkondensator auszuwählen und diesem einen Kondensatorvierpol vorzuschalten, so daß der verlangte Frequenzumfang  $Q$  erreicht wird und die gewünschte Frequenzfunktion  $q$  weitgehendst angenähert ist. Die obige Aufgabe kann man auch wie folgt ausdrücken:

Der Kapazitätsumfang

$$M = \frac{C_a}{C_e} \quad (4)$$

( $C_a$  = Anfangs-Kapazität d. Drehkos

$C_e$  = End-Kapazität d. Drehkos)

und die Kapazitätsfunktion eines gegebenen oder noch auszusuchenden Drehkondensators soll mit Hilfe eines vorzuschaltenden Kondensatorvierpols so transformiert werden, daß der erhaltene Kapazitätsumfang und die erhaltene Kapazitätsfunktion den geforderten Frequenzumfang und Verlauf ermöglichen.

Kapazitätsumfang und Verlauf sind mit Frequenzumfang und Verlauf durch

$$f^2 = \frac{K}{C} \quad (5)$$



verknüpft. Unter C soll dabei die frequenzbestimmende Kapazität verstanden werden. Der Aufbau des vorzuschaltenden Kondensatorvierpols ist an Hand einfacher Überlegungen leicht zu erhalten:

Gleichung (1) und (5) ergibt:

$$Q^2 = \frac{C_1}{C_0} \quad (6)$$

( $C_1$  = größte frequenzbestimmende Kapazität

$C_0$  = kleinste frequenzbestimmende Kapazität)

Die tatsächlichen Kapazitäten berücksichtigt, ergeben für die Parallelschaltung:

$$q^2 = \frac{nC_a + C_p}{C_a + C_p} \quad (7)$$

wobei

$$n = \frac{C_e}{C_a} \quad (7a)$$

und für Serienschaltung:

$$q^2 = \frac{C_s + C_a}{C_s + nC_a} \quad (8)$$

Aus (7) und (8) ist zu ersehen:

Schaltet man zu einem Drehkondensator einen Kondensator parallel, so wird der Kapazitätsumfang, nicht aber die Kapazitätsfunktion verändert.

Erfolgt eine Serienschaltung von Drehko und Kondensator, so wird neben dem Frequenzumfang auch noch die Frequenzfunktion verändert.

Um nun den geforderten Frequenzumfang und die geforderte Frequenzfunktion zu erhalten, wird zweckmäßig die Kombination von beiden gewählt. Da die Kapazität der mit dieser Kombination verbundenen Leitungen, Röhren und Spulen ebenfalls zu berücksichtigen ist, wird im allgemeinen der vorgeschaltete Kondensatorvierpol aus einem II-Glied bestehen.

Die Aufgabenstellung kann also nunmehr genauer niedergelegt werden. Bei gegebener Schaltkapazität und min. zulässigem LC-Verhältnis ist der Parallelkondensator  $C_p$  und der Serienkondensator  $C_s$  zu suchen.

Vorerst beachten wir die Schaltkapazität nicht. Weiterhin fassen wir den Drehko-parallelkondensator und den Drehko selbst zu einem einzigen Drehko zusammen (23). Führen wir außerdem folgende Relationen

$$m = \frac{\Delta_a}{\Delta_e}; \quad m < 1 \quad (9)$$

und

$$B = \frac{C_s}{\Delta_e} \quad (10)$$

ein, so kann man leicht das Ersatzschaltbild der Anordnung nach Abb. 1 anzeichnen: wobei an den Klemmen A—B die Kapazitäten  $C_0 \dots C \dots C_1$  gemessen werden.

Nach (2) und (5) ist nun

$$q = \sqrt{\frac{C_1}{C}} \quad (11)$$

Um für  $q$  einen brauchbaren Ausdruck zu bekommen, berechnen wir nacheinander  $C_1$  und  $C$ .

Zunächst erhalten wir unter Beachtung von (10) aus dem Ersatzschaltbild (Abb. 2)

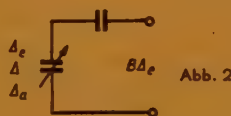
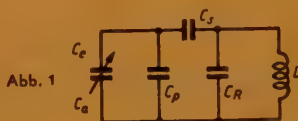
$$C_1 = \frac{\Delta_e \cdot B}{B + 1} \quad (12)$$

Genau so wie (12) kann man auch den folgenden Ausdruck aus Abb. 2 ablesen:

$$C = \frac{\Delta \cdot B \Delta_e}{\Delta + B \Delta_e} \quad (13)$$

Wir müssen nun für die einzelnen  $\Delta$  geeignete Ausdrücke finden. Zunächst gilt allgemein:

Der Plattenschnitt des Drehkondensators bestimmt neben seinem Parallel- und Serienskondensator den Frequenzverlauf  $q$ . Dementsprechend ist der Plattenschnitt nach bekannten Gesichtspunkten zu wählen.



Bei Verwendung eines Kreisplattenkondensators (linearer Kapazitätsverlauf) wird, wenn dieser so angeordnet ist, daß mit steigendem  $\alpha$  die Kapazität sinkt (hohe Frequenzen rechts):

$$\Delta = \Delta_e - (\Delta_e - \Delta_a) \alpha \quad (14)$$

Beachtet man (9), so wird aus (14):

$$\Delta = \Delta_e [1 - \alpha (1 - m)] \quad (15)$$

Gleichung (15) in (13) eingesetzt ergibt:

$$C = \frac{B \Delta_e [1 - \alpha (1 - m)]}{B + 1 - \alpha (1 - m)} \quad (16)$$

Nun verwenden wir endlich (16) und (12) in (11) und erhalten

$$q = \sqrt{\frac{B + 1 - \alpha (1 - m)}{(B + 1) [1 - \alpha (1 - m)]}} \quad (17)$$

Da dies eine Gleichung mit zwei Unbekannten ist, müssen wir eine der beiden Unbekannten eliminieren.

Eine weitere Gleichung, welche  $B$  enthält, bekommt man aus (1):

$$Q = \sqrt{\frac{C_1}{C_0}} \quad (18)$$

Der Nenner ist durch (12) schon gegeben und den Zähler erhalten wir aus dem Ersatzschaltbild Abb. 2:



$$C_0 = \frac{B \cdot A_a \cdot m}{B + m} \quad (19)$$

(12) und (19) in (18) eingesetzt ergibt:

$$Q^2 = \frac{B + m}{m(B + 1)}$$

daraus B ausgerechnet:

$$B = \frac{m(1 - Q^2)}{Q^2 m - 1} \quad (20)$$

Nun (20) in (17) berücksichtigt:

$$q^2 = \frac{m - 1 - \alpha(1 - m)(Q^2 m - 1)}{(m - 1)[1 - \alpha(1 - m)]} \quad (21)$$

Diese Gleichung kann vereinfacht werden, wenn man  $q$  für ein  $\alpha$  gleich 0,5 verwendet. Dann wird:

$$q_{0.5}^2 = \frac{Q^2 m^2 + (1 - Q^2)m - 1}{m^2 - 1} \quad (21a)$$

Man wird nun den Frequenzverlauf durch ein bestimmtes  $\alpha$  und das dort vorgeschriebene  $q$  in Gleichung (21) oder (21a) einsetzen, und da ja  $Q$  bekannt ist,  $m$  ausrechnen. Ist  $m$  bekannt, so erhält man  $C_p$  aus Gleichung (9):

$$C_p = \frac{C_a - m C_e}{m - 1} \quad (22)$$

wenn man berücksichtigt, daß

$$A_a = C_p + C_a; \quad A_e = C_p + C_e \quad (23)$$

Da die Gleichungen (21) für  $m$  quadratisch sind, müssen wir die Bedingungen aufstellen, welche das allein gültige  $m$  auswählen. Um in Gleichung (20) ein positives  $B$  zu erhalten, wird man den Nenner negativ verlangen. Dies ist aber nur möglich für

$$Q^2 m < 1 \quad (24)$$

Diese Realisierungsbedingung wird aber nur benötigt, wenn zwei positive  $m$  möglich sind. An Hand der entwickelten Gleichungen können nun leicht die Bedingungen abgelesen werden, welche zur Auswahl des Drehkos und der Schaltung notwendig sind. In der Oszillatorstufe ist eine kapazitive Spannungsteilung zur Schwingungserzeugung gebräuchlich (Frequenzkonstanz). Der Aufbau des frequenzbestimmenden Teiles ist aus der Abb. 3 zu ersehen.

$C_p$  dient zum Einstellen der geforderten Frequenzfunktion.

Der zweite Trimmer ( $C_n$ ) ist für den Frequenzumfang verantwortlich. Mit der Induktivität  $L$  dagegen ist lediglich die Nennfrequenz einzustellen.

An den Punkten A, B und C sind Anode, Katode und Gitter oder gleichwertige Elektroden anzuschließen. Erfolgt an dem Punkt D eine Auskopplung, so wird das L-C-Verhältnis nur wenig verschlechtert und eine Entkopplungsstufe kann gespart werden.

Die so resultierende Kapazität der Kondensatoren rechts der Spule L in Abb. 3 muß als  $C_R$  der Rechnung zugrunde gelegt werden.

An Hand eines Rechenbeispieles soll der Gang der Rechnung erläutert werden.

Der verlangte Frequenzumfang sei:

$$Q_v = 1,08$$

Die resultierende Schaltungskapazität beträgt:

$$C_R = 40 \text{ pF}$$

Das gerade noch zugelassene L-C-Verhältnis gestattet eine zusätzliche maximale Kapazität von 300 pF.

Damit wird

$$C_1 = 300 \text{ pF}$$

Die Skala soll einen rechts (bei hohen Frequenzen) gedrängten Verlauf aufweisen.

Wir wählen daher

$$Q_{0,5} = 1,04$$

Zunächst muß  $C_0$  aus

$$\frac{C_1 + C_R}{C_0 + C_R} = Q_v^2$$

berechnet werden. Nach Einsetzen der gegebenen Werte erhält man für

$$C_0 = 250 \text{ pF};$$

damit wird

$$Q^2 = 1,2$$

Nunmehr kann aus Gleichung (21a) m ausgerechnet werden. Unter Beachtung von (24) erhält man

$$m = 0,665$$

Die beiden nunmehr noch übrig gebliebenen Unbekannten  $\Delta_e$  und B werden aus den beiden Gleichungen

$$C_1 = \frac{C_s \cdot \Delta_e}{C_s + \Delta_e} = \frac{B \Delta_e}{B + 1} = 300 \text{ pF}$$

$$C_0 = \frac{C_s \cdot \Delta_a}{C_s + \Delta_a} = \frac{Bm \Delta_e}{B + m} = 250 \text{ pF}$$

ermittelt.

Hieraus erhält man den Ausdruck

$$250 B + 166 = B \cdot 0,665 \cdot \Delta_e$$

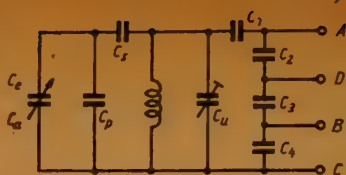
worauf mit Hilfe von (20)

$$B = 0,4$$

und

erhalten wird.

$$\Delta_e = 1000 \text{ pF}$$





Zunächst ist aus (10)

$$C_s = 400 \text{ pF}$$

Unter Beachtung von (4) und (23) erhält man, wenn man gleichzeitig für  $M = 0,15$  (gebräuchlicher Kapazitätsumfang) einsetzt:

$$C_p = 600 \text{ pF}$$

und einen Drehkondensator mit Kreisplattenschnitt und der Kapazität:

$$35 \text{ bis } 400 \text{ pF.}$$

Zur Erzielung des Gleichlaufes bei mehrstufigen Sendern können die obigen Überlegungen und Berechnungen ebenfalls angewandt werden. Bei verschiedenen Drehkondensatoren in den einzelnen Stufen ist lediglich darauf zu achten, daß die Größen  $M$ ,  $m$  und  $B$  sowie  $Q$  und  $Q_v$  untereinander gleich sind.

# Hörpsychologische Akustik

(Kurze Zusammenfassung von wesentlichen Aussagen einer neuen Theorie über die Grundlagen des Einkanal-Übertragungsverfahrens)

Die Aufnahme und Einkanal-Übertragung von Schall muß auf einer Verkettung von psychologischen, physiologischen und physikalisch-technischen Wirkungen oder Gesetzmäßigkeiten beruhen. Die Beachtung des physikalisch-technischen Bereiches stand bisher im Vordergrund, da genügend genaue spezielle Einzelheiten für die wirksame Einbeziehung der anderen Bereiche fehlen.

Die bevorzugt vorangetriebene Entwicklung des physikalisch-technischen Bereiches (des herkömmlichen physikalisch-technisch linearen Aufnahmeverfahrens) läßt besonders deutlich werden, daß eine Trennung dieses Bereiches von den anderen zu unvollkommenen oder fehlerhaften Ergebnissen führt und führen muß.

Es besteht daher ein lebhaftes Interesse daran, Gesetzmäßigkeiten in der Verkettung der Wirkungen aufzufinden und der Anwendung zu erschließen.

Die bei linearer Aufnahme entstehenden Fehler sind physiologischer und psychologischer Art. Ihre Erklärung erfolgt einmal auf Grund der bekannten Zusammenhänge zwischen der Stärke der physiologischen (subjektiven) Schallempfindung und der Frequenz; zum anderen durch streng logische Ableitungen von den prinzipiellen Bewertungen der natürlichen Hörwahrnehmung.

Diese werden als „hörpsychologische Grundbewertungen“ bezeichnet und eingeteilt in: 1. Tonhöhe, 2. Lautstärke, 3. Lokalisation, 4. Akustik. Im Verlaufe des Einkanal-Übertragungsvorganges bleiben die Grundbewertungen als Konstante erhalten (Tonhöhe), oder unterliegen als Abhängige (Lautstärke, Lokalisation, Akustik) charakteristischen Umwertungen, wobei die Lautstärkenwahrnehmung physiologischen Einflüssen ausgesetzt ist, während Lokalisation und Akustik psychologischen Einflüssen unterliegen.

Zur Gruppe der physiologischen Fehler gehören die relativen linearen Verzerrungen, die durch lineare Aufnahme-Regelung und lineare Mischung von Schallquellen verschiedener Quell-Lautstärke entstehen, sowie jene linearen Verzerrungen, die durch die zeitliche Folge von linear geregelten Darbietungen ungleicher Quell-Lautstärke bedingt werden.

Zur psychologischen Gruppe gehören die durch Umwertung der Schallempfindung bei Fortfall der stereofonischen Komponente verursachten Erscheinungen sowie die durch Fortfall des visuellen Eindrucks entstehende Umgruppierung in der Beanspruchung anderer Wahrnehmungen als der des Gehörs.

Die Zusammenhänge zwischen allen Teilgebieten werden unter dem Sammelbegriff „Hörpsychologische Akustik“ zusammengefaßt.

Aus Gründen der Systematik werden weiter folgende Definitionen eingeführt:

1. Physiologische Einflüsse ergeben  
lineare (quantitative) hörpsychologische Verzerrungen.
2. Psychologische Einflüsse ergeben  
nicht-lineare (qualitative) hörpsychologische Verzerrungen.

Die Möglichkeiten der physiologischen Einflüsse sind durch die vorstehende Anmerkung hinreichend umrissen.

Die psychologischen Wirkungen werden ausgelöst durch die akustischen Eigenschaften der Aufnahmeräume. Bei Fortfall der stereofonischen Komponente tritt eine Umwertung der natürlichen Schallempfindung von reellen geometrischen Dimensionen in Pseudo-Dimensionen ein; in eine sogenannte „Distanzempfindung“, weiterhin benannt: „scheinbare Entfernung“. Abweichungen dieser scheinbaren Entfernung von einem gegebenen Wert werden als „Frequenzortverzerrung“ definiert (Abhängigkeit der Raumfüllung und damit der Distanzempfindung von der Frequenz). Diese Frequenzortverzerrung ist von wesentlicher Bedeutung für das Zustandekommen eines unbefriedigenden Gesamteindrucks bei Breitbandwiedergabe, sofern Klangbilder mit nicht gehörrichtigem Verhältnis von reflektiertem zu direktem Schall wiedergegeben werden. Die Größe dieses Verhältnisses  $P_r/P_d$  kann prinzipiell durch folgenden Ausdruck dargestellt werden:

$$F_{Pr} = 7,08 \cdot r \sqrt{\frac{Q_{Nr} \cdot I_{M(f)}}{A \cdot I_{M(fu)}}} \quad (1)$$

worin:

$F_{Pr}$  = Faktor, um den der reflektierte Schalldruck vom direkten Schalldruck abweicht

$r$  = Mikrofonentfernung in m

$Q_{Nr}$  = Faktor, um den die in den Raum abgestrahlte Leistung bei der Frequenz  $f$  von der Leistung bei der Bezugsfrequenz  $f_u$  abweicht.  $Q_{Nr}$  wird als geschätzte Größe eingesetzt nach:

$$Q_{Nr} = \left( \frac{2 \sin \gamma_{(f)} \cdot (1 + \sin \gamma_{(fu)})}{(1 + \sin \gamma_{(f)}) \cdot 2 \sin \gamma_{(fu)}} \right)^2 \quad (2)$$

worin:  $\gamma = 163,9 - 36,94 \lg f$  angesetzt ist.

$I_M$  = Fläche der auf Polarkoordinaten ausgezählten Inhalte der betreffenden Mikrofoncharakteristik bei betreffender Frequenz  $f$ . (Bei Richtmikrofonen ist  $F_{Pr}$  zu multiplizieren mit einem Ausblendfaktor, der ungefähr die Größe 0,585 hat).

$$A = F \left( 1 - e^{-\frac{0,16 V}{F \cdot I(f)}} \right)$$

Die Frequenzortverzerrung wird Null, wenn die Distanzempfindung (Raumfüllung) für alle Frequenzen konstant bleibt. Durch Umwandlung von (1) erhält man

$$r(f) = \frac{F_{Pr}(f)}{7,08} \sqrt{\frac{A \cdot I_{M(fu)}}{Q_{Nr} \cdot I_{M(f)}}} \quad (3)$$

Als Definition der Frequenzortverzerrung gilt die prozentuale Änderung von  $r(f)$  gegen  $r(fu)$ .  $\Delta r(f) = r(f) - r(fu)$  [ $r(fu)$  gegeben].

Die Frequenzortverzerrung wird damit:

Anmerkung: Für  $Q_{Nr}$  könnten auf experimentellem Wege andere Zahlenwerte gefunden werden. Da hier vor allem der qualitative Vergleich interessiert, fällt das nicht störend ins Gewicht.



$$K_L = \frac{10^3 \Delta r(t)}{r(tu)} [\%] \quad (4)$$

Nach der Voraussetzung, daß für konstanten Frequenzort ein gehörrichtiges Verhältnis Pr/Pd Bedingung ist, sind die entsprechenden  $F_{pr}$  Werte aus den Kurven gleicher Lautstärke zu ermitteln.

Die Beseitigung der Frequenzortverzerrung würde jedoch zu Maßnahmen führen, die im Widerspruch zur natürlichen Hörwahrnehmung stehen müßten. Denn hierfür würde erforderlich sein, daß die subjektive Lautstärke des reflektierten Schalles im oberen Tonbereich die gleiche wäre wie im restlichen Spektrum. Hierdurch würden aber die subtilen Schallvorgänge des musikalischen Anklingverlaufes und des Obertonspektrums unzulässig verdeckt bzw. eingeebnet, denn die Rechnung ergibt, daß jede praktisch denkbare Anordnung für Pr/Pd = gehörrichtig konstant grundsätzlich zu einer Einschwingzeit für die maximale Intensität des reflektierten Schalles führen muß, die bei hohen Frequenzen wesentlich kleiner wäre als für das restliche Spektrum.

Da aber die Zeitverhältnisse sehr wesentlich für die Art der Hörwahrnehmung sind, darf keine Maßnahme gegen die Frequenzortverzerrung getroffen werden, ohne die Wirkungen der Zeitverhältnisse zu berücksichtigen.

Grundsätzliche Überlegungen ergeben hierzu, daß die musikalischen Anklingvorgänge möglichst bis zu ihrer Beendigung von jedem reflektierten Schall frei bleiben sollten.

Die praktisch möglichen physikalischen Eigenschaften der akustischen und aufnahmetechnischen Anordnungen bedingen jedoch, daß das reflektierte Spektrum mittlerer und tieferer Lagen stets frühzeitiger gleiche Werte wie der reflektierte Schall höherer Frequenzen erreicht haben wird.

Die Frequenzortverzerrung — sowohl in bezug auf gleichzeitige als auch in bezug auf zeitlich aufeinander folgende Inhomogenität der Distanzempfindung — ist also ein natürliches Attribut des Einkanalsystems schlechthin und nur zu beseitigen, wenn erhebliche Eingriffe in die gewohnten Hörbewertungen vorgenommen werden; entweder durch gehörrichtiges Verhältnis Pr/Pd und damit Einebnung subtiler Schallvorgänge oder durch Frequenzband-Einengung.

Ein hörpsychologisch wirksames Mittel zur Abschwächung der Frequenzortverzerrung (allerdings auch nur dann, wenn das Band nicht zu breit ist) sowie in ursächlichem Zusammenhang damit zur grundlegenden Verbesserung der meisten musikalischen Schallaufzeichnungen überhaupt ist in der physiologisch richtigen Gestaltung der Ausklingvorgänge gegeben. Ein Ausklingvorgang ist physiologisch richtig, wenn das ausklingende reflektierte Spektrum nach einer gewissen Zeit  $t$  für alle Frequenzen gleiche subjektive Lautstärke erreicht. Diese Forderung kann durch entsprechende Nachhallkurven ohne weiteres erfüllt werden, ohne daß dadurch das Verhältnis Pr/Pd bei höheren Frequenzen zu groß werden könnte.

Die Zeit  $t$  setzt sich zusammen aus der eigentlichen Ein- bzw. Ausschwingzeit des reflektierten Schalles und dem Laufweg-Unterschied zwischen direktem und reflektiertem Schall. Für letzteren können überschlägig angesetzt werden:

$$\Delta t = t_r - t_d = \left[ \left( \frac{2}{V^3 + r^2} \right)^{\frac{1}{2}} - r \right] \cdot 3,3^{-1} [\text{ms}] \quad (5)$$

Für Einschwingvorgänge gilt:  $P = P_0 \left( 1 - e^{-\frac{6,9 t}{T}} \right) \quad (6)$

und für Ausschwingvorgänge:  $P = P_0 \left( e^{-\frac{6,9 \, t}{T}} \right)$  (7)

hierin:  $P$  = Momentanwert des ein- bzw. ausschwingenden  
refl. Schalles

$P_0$  = stationärer Wert

Für ein genügendes Freibleiben musikalischer Anklingvorgänge wird eine Dämpfung  $b_{pr} (= 20 \lg F_{pr})$  von  $-20$  db als erforderlich bzw. als ausreichend angesehen, wenn die Abhörlautstärke mit beispielsweise  $60 \text{ ph} = 0$  db gewählt wird.

Die volle Lautstärkenempfindung für reflektierten Schall wird bei Erreichen des Wertes  $P = 0,7 P_0$  angenommen.

Die erforderliche Zeit bis zum Erreichen des  $-20$  db-Pegels wird angesetzt mit minimal  $150 \text{ ms}$  (längste Anklingzeit zusammengesetzter musikalischer Klänge — nach Backhaus —). Hierzu sollte möglichst die Präsenzzeit mit  $80 \text{ ms}$  hinzugerechnet werden können.  $\Delta t$  kann von dieser Summe wieder abgezogen werden.

Die erforderliche Zeit  $t$  ( $-20$  db) wird also: max. =  $210 \text{ ms}$   
min. =  $50 \text{ ms}$

Räume über  $10^4 \text{ m}^3$  ergeben bei noch ausreichendem Mikrofonabstand Werte für  $t$  ( $-20$  db), die diesem Maximalwert recht nahe kommen. Außerdem bleibt  $b_{pr}$  allgemein größer als in kleineren Räumen. Durch das Zusammenwirken beider ist das klangliche Spezifikum jedes Raumes hinlänglich erklärt.

Die Berechnung einzelner Werte führt in diesem Zusammenhang zu interessanten Vergleichen mit den tatsächlichen Eigenschaften vorhandener Räume oder damit auch gegebenenfalls zu brauchbaren Vorhersagen über Eigenschaften, die bisher der Rechnung nicht unterworfen wurden oder werden konnten.

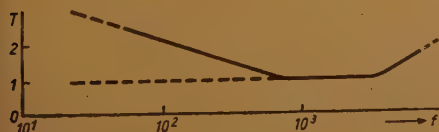
Ein Kompromiß zwischen sämtlichen Gesichtspunkten führt grundsätzlich zu einem Aufnahmeraum, dessen Volumen so groß ist, daß ein hörkurvenrichtiger Nachhallverlauf noch möglich ist.

Die Forderung nach physiologischem Nachhallvorgang führt zur entsprechenden physiologischen Nachhallformel:

$$\text{phys. } T(t) = \frac{-6,9 \, T(t_u)}{\ln \left( \frac{F_{pr}(t_u)}{10^3 \, F_{pr}(t)} \right)} \quad (8)$$

Hier ist  $10^3$  für den Fall eingesetzt, daß nach  $T(t_u)$  für alle Frequenzen  $-60$  db erreicht sein sollen.

Zur Anpassung des unteren Frequenzbereiches an die Kurven gleicher Lautstärke kann ein Korrektur eingefügt werden, ( $\Delta p_{t, f}$ ) der den fraglichen Momentwert nicht  $10^{-3}$  sein läßt, sondern dafür den entsprechenden hörkurvenrichtigen Wert setzt (nur in Räumen möglich, deren Abmessungen groß gegenüber  $\lambda_{(t_u)}$  sind).



Die endgültige Form der akustisch richtigen Nachhallkurve im gehörrichtigen Raum wird damit prinzipiell:

(Die Annäherung an die gestrichelte Kurve muß für Räume  $< 6 \cdot 10^3 \text{ m}^3$  gelten)

Nur in solchen Räumen und mit hörkurven-richtiger Regelung bzw. Mischung hergestellte Aufnahmen können den Folgerungen entsprechen, die aus der Verkettung von hörpsychologischen, physiologischen und physikalisch-technischen Wirkungen herzu-leiten sind.

Diese Folgerungen sind im wesentlichen:

- a) Jeder aufnahmeseitige Regelvorgang muß gehör richtig erfolgen. (Die absoluten Lautstärken der Tonbereiche sind dabei nicht so ausschlaggebend, wohl aber die relativen Lautstärken der Tonbereiche vor und nach einer Regelung sowie in der zeitlichen Folge nachgeordneter Darbietungen von unterschiedlicher Quelllautstärke.)
- b) Der Aufnahmeraum muß akustisch so beschaffen sein, daß einerseits die musikalische Struktur einer Darbietung nicht verfälscht werden kann (Agogik, Harmonik, innere und gesamte Dynamik) und daß andererseits sowohl die Frequenzortverzerrung als auch die Zeitvorgänge (musikalisches Anklingen, physiologisches Ausklingen) den kompromißweise günstigsten Wert erreichen.
- c) Der gesamte Hörbereich kann grundsätzlich nicht auf dem Wege der Einkanal-Übertragung ohne nicht-lineare (qualitative) hörpsychologische Verzerrungen wiedergegeben werden, d.h. einwandfreie Einkanal-Breitbandwiedergabe ist nicht möglich.

### Zusammenfassung

Die praktischen Erfahrungen aus der Aufnahme und Einkanal-Übertragung von Schall (speziell von musikalischen Darbietungen) geben Veranlassung zu einer Untersuchung des gesamten Fragenkomplexes.

Hierbei wird festgestellt, daß die bisherigen Grundlagen unvollständig sind und daß der physikalische Ausgangspunkt durch Erkenntnisse der hörpsychologischen Akustik ersetzt werden muß. Durch diese Erkenntnisse werden klare Beziehungen zwischen den psychologischen, physiologischen und physikalisch-technischen Bereichen der Schallübertragung aufgedeckt. Die Untersuchung führt zu folgenden grundlegenden Feststellungen:

1. Die exakten Wirkungsmöglichkeiten der nichtstereofonischen Übertragung (speziell von Musik) sind definierbar beschränkt.
2. Diese Wirkungsmöglichkeiten können nicht mit den Mitteln der herkömmlichen, meßtechnisch linearen Übertragung ausgenutzt werden.
3. Eine als naturnah anzusprechende Übertragung musikalischer Darbietungen ist ausschließlich auf stereofonischem Wege möglich.
4. Es ist sowohl theoretisch als auch praktisch nicht angängig, die Einkanal-Übertragung physikalisch-meßtechnisch als einen isolierten Stereo-Weg aufzufassen oder zu behandeln.

(Umfang der Originalarbeit 38 Seiten.)



# Elementare Einführung in die Filtertheorie

(Fortsetzung)

## 7. Hochpaß

Der Hochpaß hat die Aufgabe, die tiefen Frequenzen zu sperren und die hohen durchzulassen. Den Längswiderstand realisieren wir hier mit einem Kondensator und den Querwiderstand mit einer Spule (Abb. 39) und erhalten

$$\Re_L = \frac{1}{j\omega C} = -j \frac{1}{\omega C} = -j R_L \text{ und } R_L = \frac{1}{\omega C} \quad (107)$$

ferner ist

$$\Re_q = j\omega L = j R_q \text{ und } R_q = \omega L. \quad (108)$$

Damit wird mit  $\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$

entsprechend (37)

$$\frac{R_L}{R_q} = \frac{1}{\omega^2 LC} = \left(\frac{\omega_1}{\omega}\right)^2 = \Omega_H^2$$

oder

$$\Omega_H = \frac{\omega_1}{\omega} \quad (109)$$

Es ist dies der reziproke Wert von  $\Omega$  des Tiefpasses. Bei tiefen Frequenzen ist  $\Omega_H > 1$  und bei Frequenzen größer als  $\omega_1$  ist  $\Omega_H < 1$ . Es bedeutet aber  $\Omega < 1$ , daß das Filter durchlässig ist. Wir haben

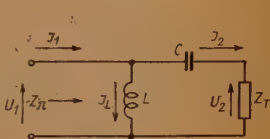
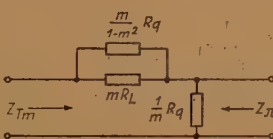
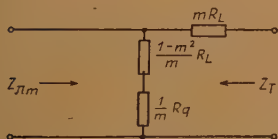


Abb. 37 Zobelhalbglied in allgemeiner Darstellung

Abb. 38 Zobelhalbglied in allgemeiner Darstellung

Abb. 39 Hochpaßhalbglied

also beim Hochpaß von  $\omega = \omega_1$  bis  $\omega = \infty$  Durchlaßbereich. In Abb. 40 ist das Vektordiagramm für den Hochpaß Abb. 39 dargestellt. Es sieht fast genau so aus wie dies in Abb. 4, nur daß der Drehsinn

der Vektoren umgekehrt ist und daß der Parameter  $\Omega_H = \frac{1}{\Omega}$  ist. Es wandert also der Punkt c vom Punkt a bei  $\omega = \omega_1$  mit zunehmender Frequenz entlang dem Kreisbogen und erreicht bei  $\omega = \infty$  den Punkt b.

Während beim Tiefpaß das Phasenmaß eine Nacheilung von Ausgangsspannung und Ausgangsstrom gegenüber Eingangsspannung und Eingangsstrom darstellt, haben wir hier eine Voreilung. Streng genommen müssen wir also beachten, daß der Winkel negativ ist, da wir den nacheilenden Winkel des Tiefpasses positiv angesetzt haben. Die Zeichnung der Vektordiagramme für den Sperrbereich können wir uns ersparen, da auch dort gegenüber dem Tiefpaß nur der Drehsinn vertauscht und  $\Omega$  durch  $\Omega_H$  ersetzt zu werden braucht.

Mit  $\Omega_H > 1$  können wir nach (35) die Dämpfung und mit  $\Omega_H < 1$  nach (17) das Phasenmaß ausrechnen, wenn wir  $\Omega_H$  statt  $\Omega$  einsetzen.

Da das Produkt

$$R_L R_q = \frac{L}{C} = Z_o^2 \quad (110)$$

ist, wird nach (38)

$$Z_T = Z_0 \sqrt{1 - \Omega_H^2} \quad (111)$$

und nach (39)

$$Z_\pi = Z_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \Omega_H^2}} \quad (112)$$

In den Abb. 41 und 42 sind die Wellenwiderstände  $Z_T$

und  $Z_\pi$  in Abhängigkeit von  $\Omega = \frac{\omega}{\omega_1}$  aufgetragen,

da man gewöhnt ist, die zunehmende Frequenz von links nach rechts aufzutragen. Würde man die Wellenwiderstände abhängig von  $\Omega_H$  auftragen, so würden sie im Durchlaßbereich genau so aussehen wie beim Tiefpaß, nur im Sperrbereich würden sie reziprok zum Tiefpaß sein, d. h. induktiv statt kapazitiv und umgekehrt und, unendlich sein, wo sie dort Null sind und umgekehrt. Da auch hier bei der Frequenz  $\omega_1$  Längs-

und Querwiderstände gleich  $Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}$  sind, ist auch hier

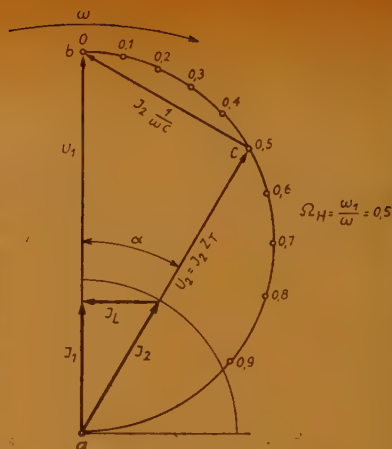


Abb. 40 Vektordiagramm für das Hochpaßhalbglied Abb. 39  $\Omega_H = 0,5$

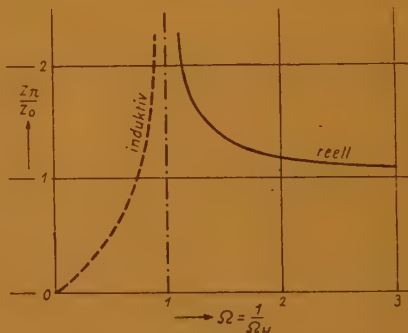
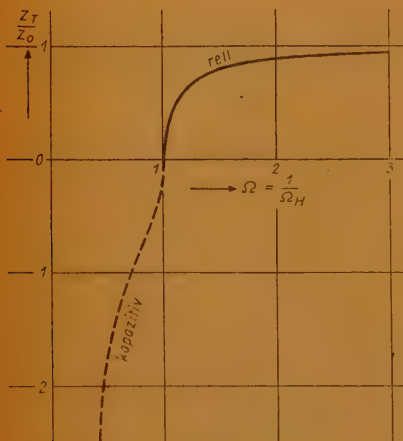


Abb. 42 Wellenwiderstand  $Z_\pi$  des Hochpasses

Links:

Abb. 41 Wellenwiderstand  $Z_T$  des Hochpasses

$$C = \frac{1}{\omega_1 Z_0} \quad \text{und} \quad L = \frac{Z_0}{\omega_1} \quad (113)$$

Die Abb. 43 und 44 zeigen die Schaltung von Hochpaßzobegliedern und die Abb. 45 und 46 die zugehörigen Wellenwiderstände  $Z_{\pi m}$  und  $Z_{Tm}$ . Für die tiefen Frequenzen, also  $\Omega_H > 1$ , kann die zugehörige Wellendämpfung der Abb. 33 entnommen werden. Schaltet man zu den Eingangsklemmen eines Hochpasses einen Tiefpaß parallel oder in Serie, so kann man das vom Generator gelieferte Frequenzband in einen oberen und unteren Frequenzbereich aufteilen. Solche Schaltungen nennt man Weichen. Dabei ist der Einfluß des Wellenwiderstandes des einen Filters auf die Dämpfung des anderen zu beachten. So muß z. B. bei der Parallelschaltung für die Durchlaßfrequenzen des Tiefpasses der Wellenwiderstand des Hochpasses groß gegenüber dem Wellenwiderstand des Tiefpasses sein, und umgekehrt muß der Wellenwiderstand des Tiefpasses für die Durchlaßfrequenzen des Hochpasses groß sein. Die Wellenwiderstände müssen daher den  $Z_T$ -Charakter haben. Schaltet man dagegen die Eingänge der Filter hintereinander, so brauchen wir den  $Z_\pi$ -Charakter, da der Wellenwiderstand des einen Filters im eigenen Sperrgebiet klein sein muß gegenüber dem Wellenwiderstand des anderen Filters, damit dieses in seinem Durchlaßgebiet möglichst mit der vollen Energie des Senders gespeist wird.

## 8. Bandpaß

Der Bandpaß läßt nur ein bestimmtes Frequenzband durch. Er hat an Stelle der Längsinduktivität beim Tiefpaß einen Serienresonanzkreis und an Stelle des Querkondensators einen Parallelresonanzkreis (Abb. 47).

Es ist der Längswiderstand

$$R_L = j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1} = j\omega L_1 \left[ 1 - \left( \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \right] = jR_L \text{ und } R_L = \omega L_1 \left[ 1 - \left( \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \right] \quad (114)$$

wobei

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{L_1 C_1}} \quad (115)$$

Der Leitwert des Querkreises ist

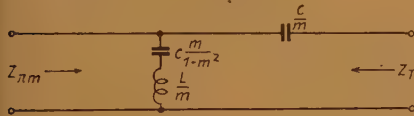


Abb. 43 Hochpaßhalbglied nach Zobel

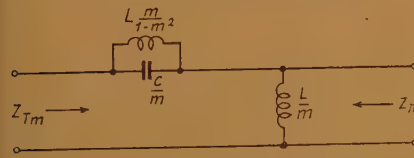


Abb. 44 Hochpaßhalbglied nach Zobel

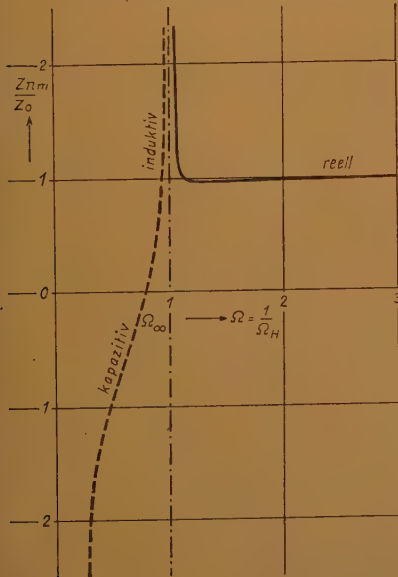


Abb. 45 Wellenwiderstand  $Z_{Tm}$  des Hochpasses

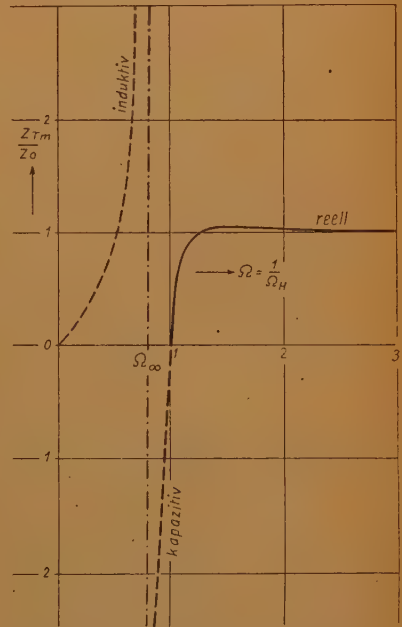


Abb. 46 Wellenwiderstand  $Z_{Tm}$  des Hochpasses

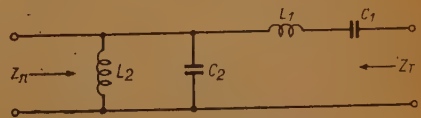


Abb. 47 Bandpaßhalbglied



daraus ergibt sich

$$\frac{1}{R_q} = \omega C_2 \left[ 1 - \left( \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \right] \quad (116)$$

wobei ebenfalls

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_2}} \quad (117)$$

d. h. Längs- und Querkreis haben gleiche Resonanzfrequenz.

Mit (37), (114) und (116) wird die normierte Frequenz  $\Omega_B$  des Bandpasses:

$$\Omega_B^2 = \frac{R L}{R_q} = \omega^2 L_1 C_2 \left[ 1 - \left( \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \right]^2 \quad (118)$$

Wir wollen nun untersuchen, bei welcher Frequenz  $\omega$  dieser Ausdruck gleich 1 wird, um die Grenzen des Übertragungsbereiches zu finden. Wir setzen (118) gleich 1 und ziehen die Wurzel:

$$\pm \omega \sqrt{L_1 C_2} \left[ 1 - \left( \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \right] = 1 \quad (119)$$

daraus wird

$$\omega - \frac{\omega_0^2}{\omega} = \mp \frac{1}{\sqrt{L_1 C_2}} \quad (120)$$

oder

$$\omega^2 \pm \frac{\omega}{\sqrt{L_1 C_2}} = \omega_0^2 \quad (121)$$

Damit wird

$$\omega = \mp \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{L_1 C_2}} \pm \sqrt{\frac{1}{4} \frac{1}{L_1 C_2} + \omega_0^2} \quad (122)$$

Da der zweite Ausdruck größer als der erste ist, brauchen wir nur das Pluszeichen vor der zweiten Wurzel zu berücksichtigen, denn negative  $\omega$  können wir nicht realisieren. Wir erhalten also zwei Frequenzen, bei denen (118) gleich 1 ist. Die größere dieser Frequenzen bezeichnen wir mit  $\omega_1$  und die kleinere mit  $\omega_{-1}$ . Demnach ist

$$\omega_1 = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{L_1 C_2}} + \sqrt{\frac{1}{4} \frac{1}{L_1 C_2} + \omega_0^2} \quad (123)$$

und

$$\omega_{-1} = -\frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{L_1 C_2}} + \sqrt{\frac{1}{4} \frac{1}{L_1 C_2} + \omega_0^2} \quad (124)$$

Damit wird

$$\omega_1 - \omega_{-1} = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_2}} \quad (125)$$

oder

$$\frac{1}{L_1 C_2} = (\omega_1 - \omega_{-1})^2 \quad (126)$$

In (118) eingesetzt ergibt sich

$$\Omega_B = \frac{\omega}{\omega_1 - \omega_{-1}} \left[ 1 - \left( \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \right] \quad (127)$$

oder

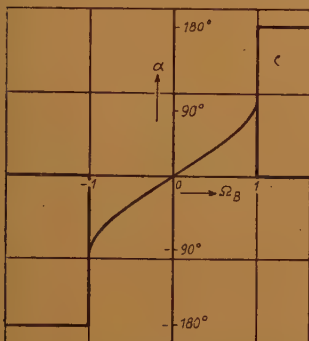
$$\Omega_B = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega (\omega_1 - \omega_{-1})} \quad (128)$$

Bei tiefen Frequenzen  $\omega < \omega_0$  wird  $\Omega_B$  negativ und bei  $\omega > \omega_0$  positiv. Wie man sich leicht an Hand von (123) und (124) überzeugen kann, ist

$$\omega_1 \omega_{-1} = \omega_0^2 \quad (129)$$

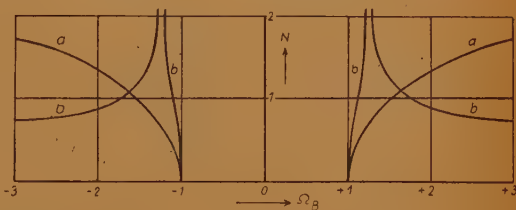
d. h. die Resonanzfrequenz ist das geometrische Mittel aus den Grenzfrequenzen  $\omega_1$  und  $\omega_{-1}$ . Bei  $\omega = \omega_{-1}$  wird  $\Omega_B = -1$ , fällt mit größer werdenden  $\omega$  auf Null bei  $\omega = \omega_0$  und erreicht bei  $\omega = \omega_1$  den Wert  $+1$ . In diesem Frequenzbereich ist also der Bandpaß durchlässig.

Vektordiagramme zu zeichnen lohnt sich nicht, da wir bei  $\omega < \omega_0$  die Vektordiagramme des Hochpasses und bei  $\omega > \omega_0$  die des Tiefpasses erhalten. Mit  $\Omega_B$  können wir nach (17) das Phasenmaß berechnen. Es beginnt bei  $\omega = \omega_{-1}$  mit  $90^\circ$  Voreilung wie beim Hochpaß, ist bei  $\omega = \omega_0$  Null und erreicht bei  $\omega = \omega_1$   $90^\circ$  Nacheilung wie beim Tiefpaß (Abb. 48).



Links: Abb. 48 Phasenmaß des Bandpaßhalbgliedes Abb. 47

Unten: Abb. 49 Dämpfungsmaß für das Bandpaßhalbglied  
a Grundglied b Zobelglied  $\Omega_{B\infty} = 1,25$



Die Dämpfung können wir nach (35) berechnen, wobei wir wieder nur den Betrag von  $\Omega_B$  einzusetzen brauchen. Damit erhalten wir auch für die Dämpfung vollkommene Symmetrie zu  $\omega_0$  (Abb. 49, Kurve a). Um den Wellenwiderstand des Bandpasses zu erhalten, bilden wir mit Hilfe von (114) und (116) das Produkt

$$R_L R_C = \frac{L_1}{C_1} = Z_0^2 \quad (130)$$

Damit wird mit (38)

$$Z_T = Z_0 \sqrt{1 - \Omega_B^2} \quad (131)$$

und mit (39)

$$Z_T = Z_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \Omega_B^2}} \quad (132)$$

In den Abb. 50 und 51 ist der Verlauf von  $Z_T$  und  $Z_\pi$  dargestellt. Nun wollen wir noch die Daten des Schaltelementes berechnen. Bei der Behandlung des Tiefpasses haben wir gesehen, daß bei der Frequenz  $\omega_1$  der Längs- und der Querwiderstand gleich  $Z_0$  sind. Das gleiche gilt auch hier.

Mit (114) wird mit

$$R_L = \omega_1 L_1 \left[ 1 - \left( \frac{\omega_0}{\omega_1} \right)^2 \right] = Z_0 \quad (133)$$

oder

$$L_1 = \frac{\omega_1 Z_0}{\omega_1^2 - \omega_0^2} \quad (134)$$

Mit  $\omega_1 \omega_{-1} = \omega_0^2$  wird

$$L_1 = \frac{Z_0}{\omega_1 - \omega_{-1}} \quad (135)$$

Da der Längskreis bei  $\omega_0$  in Resonanz ist, wird

$$C_1 = \frac{1}{\omega_0^2 L_1} \quad (136)$$

Nach dem oben Gesagten wird bei  $\omega_1$  die Gl. (116)

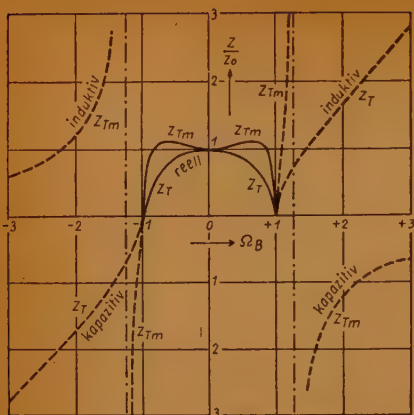


Abb. 50 Wellenwiderstand  $Z_T$  und  $Z_{TM}$  des Bandpasses

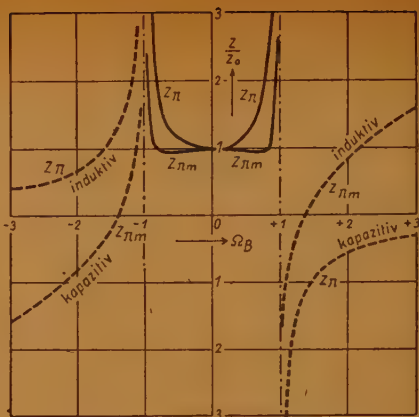


Abb. 51 Wellenwiderstand  $Z_\pi$  und  $Z_{\pi m}$  des Bandpasses

$$\frac{1}{R_q} = \omega_1 C_2 \left[ 1 - \left( \frac{\omega_0}{\omega_1} \right)^2 \right] = \frac{1}{Z_0} \quad (137)$$

$\omega = \omega_1$

Daraus wird

$$C_2 = \frac{1}{Z_0} \frac{\omega_1}{\omega_1^2 - \omega_0^2} \quad (138)$$

und mit  $\omega_1 \omega_{-1} = \omega_0^2$  wird

$$C_2 = \frac{1}{(\omega_1 - \omega_{-1}) Z_0} \quad (139)$$

Da auch der Querkreis bei  $\omega_0$  in Resonanz ist, wird

$$L_2 = \frac{1}{\omega_0^2 C_2} \quad (140)$$

Die Bandpaß-Zobelglieder zeigen die Abb. 52 und 53. Die zugehörigen Wellenwiderstände  $Z_{\pi m}$  und  $Z_{TM}$  sind in den Abb. 50 und 51 eingezeichnet. Der Dämpfungsverlauf ist in Abb. 49 für  $\Omega_{B\infty} = 1,25$  aufgetragen (Kurve b). Wir haben zwei Dämpfungspole, einen bei  $+\Omega_{B\infty}$  und einen bei  $-\Omega_{B\infty}$ . Die Daten der Schaltelemente in den Abb. 52 und 53 sind, zumal bei relativ schmalen Durchlaßbereichen, sehr unterschiedlich, und es empfiehlt sich, dafür die äquivalenten Schaltungen der Abb. 54 und 55 anzuwenden. Die Schaltungen 54a und b haben vollkommen gleiche Widerstände, wenn folgende Beziehungen erfüllt werden:

$$L_3 = L_2 \frac{1 + \xi}{\xi}$$

$$L_4 = L_2 (1 + \xi)$$

$$C_1 = C_2 \left( \frac{\omega_0}{\omega_{-\infty}} \right)^2 \frac{\xi}{1 + \xi} \quad (141)$$

$$C_3 = C_2 \left( \frac{\omega_0}{\omega_{\infty}} \right)^2 \frac{1}{1 + \xi}$$

wobei

$$\xi = \frac{\omega_0^2 - \omega_{-\infty}^2}{\omega_{\infty}^2 - \omega_0^2} \quad (142)$$

$\omega_{\infty}$  und  $\omega_{-\infty}$  erhält man bei gegebenen  $\Omega_{B\infty}$  aus (120) zu



$$\omega_{\pm\infty} = \frac{1}{2} \Omega_{B\infty} (\omega_1 - \omega_{-1}) + \sqrt{\frac{1}{4} \Omega_{B\infty}^2 (\omega_1 - \omega_{-1})^2 + \omega_0^2} \quad (143)$$

wobei nach (85)

$$\Omega_{B\infty} = \pm \frac{1}{\sqrt{1 - m^2}} \quad (144)$$

ist.  
Für die Abb. 55a und b gelten die Beziehungen

$$\begin{aligned} L_3 &= L_4 \left( \frac{\omega_0}{\omega_{-\infty}} \right)^2 \frac{\xi}{1 + \xi} \\ L_5 &= L_4 \left( \frac{\omega_0}{\omega_{\infty}} \right)^2 \frac{1}{1 + \xi} \\ C_5 &= C_4 \frac{1 + \xi}{\xi} \\ C_6 &= C_4 (1 + \xi). \end{aligned} \quad (145)$$

Für  $\xi$  gilt ebenfalls (142).

(141) und (145) erhält man, indem man die Beziehungen für die Widerstände miteinander vergleicht, wenn  $\omega$  nach Null und wenn  $\omega$  nach Unendlich geht und außerdem wenn  $\omega = \omega_0$  ist.

Die Bandpässe finden Anwendung, wenn es sich darum handelt, ein Frequenzgemisch in mehrere Teilbänder aufzuteilen, oder wenn es sich darum handelt, mehrere Teilbänder auf einen gemeinsamen Verbraucher (z. B. eine Fernleitung) zu geben, ohne daß gegenseitige Störungen auftreten. Bei der Zusammenschaltung der Filter ist, ebenso wie bei der Weiche, der Wellenwiderstand des oder, wenn es sich um mehrere Kanäle handelt, der anderen Filter zu beachten.

## 9. Bandsperre

Die Bandsperre hat im Gegensatz zum Bandpaß die Aufgabe, ein bestimmtes Frequenzband zu sperren und alle übrigen Frequenzen durchzulassen. Da die Bandsperre nur sehr selten gebraucht wird, wollen wir nur die Grundschaltung Abb. 56 betrachten, ohne die Ableitung der Daten durchzuführen.

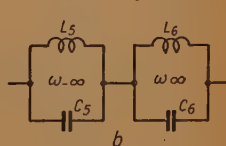
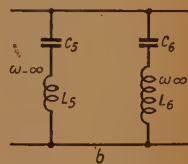
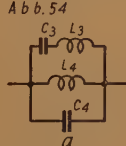
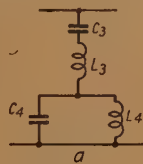
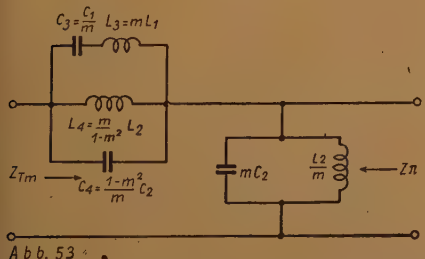
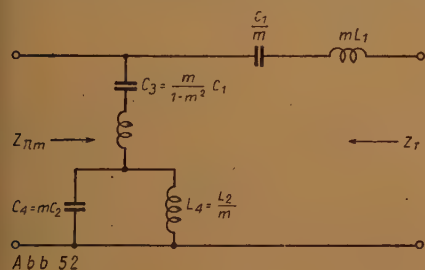


Abb. 55

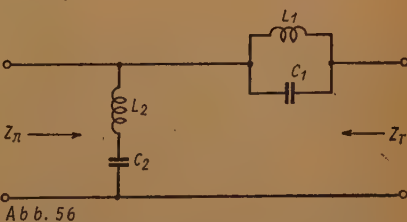


Abb. 56

Abb. 52 Bandpaß nach Zobel

Abb. 53 Bandpaß nach Zobel

Abb. 54 Äquivalente Schaltungen

Abb. 55 Äquivalente Schaltungen

Abb. 56 Halbglied einer Bandsperre

Für die Bandsperre gilt:

$$C_1 = \frac{1}{Z_0} \frac{1}{\omega_1 - \omega_{-1}} \quad L_1 = \frac{1}{\omega_0^2 C_1} \quad (146)$$

$$L_2 = \frac{Z_0}{\omega_1 - \omega_{-1}} \quad C_2 = \frac{1}{\omega_0^2 L_2} \quad (147)$$

$$\Omega S = \frac{\omega (\omega_1 - \omega_{-1})}{\omega^2 - \omega_0^2} \quad (148)$$

$$Z_T = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \sqrt{1 - \Omega S^2} \quad Z_\pi = \sqrt{\frac{L_2}{C_1}} \sqrt{1 - \Omega S^2} \quad (149)$$

Die m-Transformation wollen wir uns hier ersparen. Sie kann an Hand der obigen Ausführungen ohne Schwierigkeiten durchgeführt werden.

## 10. Einfluß der Verluste

### a) Durchlaßbereich

Bisher haben wir alle Verluste in den Schaltelementen vernachlässigt. Strenggenommen ist dies nicht zulässig. Im Tonfrequenzbereich sind es vor allem die Spulenverluste, die in Erscheinung treten. Wir wollen uns den Einfluß der Spulenverluste am Tiefpaßhalbglied der Abb. 57 klarmachen.  $R_V$  ist der Verlustwiderstand der Spule. Die übrigen Schaltelemente haben die gleichen Dimensionen wie in der Abb. 3. In Abb. 58 sind die Vektordiagramme für  $\Omega = 0,8$  und  $\Omega = 0$  dargestellt. Zu dem Spannungsabfall  $U_2 = J_2 Z_T$  addiert sich der Spannungsabfall  $J_2 R_V$  am Verlustwiderstand.  $J_2 \Omega Z_0$  ist wieder der Spannungsabfall an der Induktivität. Der Verlauf der Spannungen und Ströme in Abhängigkeit von  $\Omega$  ist aus den an den Kurven angeschriebenen Zahlen ersichtlich. Die Zahlen mit Stern am Kreisbogen geben die Lage von  $U_2$  bei verlustloser Spule an. Wir sehen dabei, daß  $\alpha$  durch den Verlustwiderstand verkleinert wird. Wir bezeichnen daher hier den Winkel mit  $\alpha'$ . Da  $J_0$  hier ebenso groß ist wie beim verlustlosen Halbglied und der Winkel  $\alpha' < \alpha$  ist, erhält  $J_1$  eine geringe Voreilung gegenüber  $U_1$ , d. h. der Eingangswiderstand hat eine kapazitive Komponente.  $J_1$  ist hier nicht mehr konstant, wenn  $U_1$  konstant ist, und berechnet sich an Hand der Abb. 58 zu:

$$J_1 = U_1 \frac{1}{\sqrt{(Z_T + R_V)^2 + (\Omega Z_0)^2}} \quad (150)$$

Damit wird

$$U_2 = J_2 Z_T = U_1 \frac{Z_T}{\sqrt{(Z_T + R_V)^2 + (\Omega Z_0)^2}} \quad (151)$$

Aus der Abb. 58 erhalten wir

$$\sin \alpha' = \frac{\Omega Z_0}{\sqrt{(Z_T + R_V)^2 + (\Omega Z_0)^2}} \quad (152)$$

Da der Winkel zwischen  $J_1$  und  $U_1$  klein ist, können wir in erster Annäherung  $J_1$  gleich seiner Projektion auf  $U_1$  setzen.

Damit wird

$$J_1 \approx J_2 \cos \alpha' \quad (153)$$

Ferner ergibt sich aus Abb. 58

$$\cos \alpha' = \frac{Z_T + R_V}{\sqrt{(Z_T + R_V)^2 + (\Omega Z_0)^2}} \quad (154)$$

Mit (151) und (153) erhalten wir entsprechend (27)

$$e^{2b_{VT}} = \frac{U_1 J_1}{U_2 J_2} \approx \frac{\sqrt{(Z_T + R_V)^2 + (\Omega Z_0)^2}}{Z_T} \cos \alpha' \quad (155)$$

oder mit (154)

$$e^{2b_{VT}} \approx \frac{Z_T + R_V}{Z_T} = 1 + \frac{R_V}{Z_T} \quad (156)$$



Abb. 58 Vektordiagramm zu Abb. 58.

Abb. 59 Hochpaßhalbglied mit Verlustwiderstand in der Spule

Abb. 60 Vektordiagramm zu Abb. 59.  $\Omega = 0,5$



Abb. 60

$$e^{b\sqrt{T}} \approx \sqrt{1 + \frac{R_v}{Z_T}} \quad (157)$$
$$e^{b\nabla T} \approx 1 + \frac{1}{2} \frac{R\nabla}{Z_T} \quad (158)$$
$$e_b v T \approx \frac{1}{2} \frac{R_v}{Z_T} \quad (159)$$
$$b_{\nabla T} \approx \frac{1}{2} \frac{R_{\nabla}}{Z_0} \frac{1}{\sqrt{1 - \Omega^2}} \quad (160)$$
$$b_{VT} \approx \frac{1}{2} \frac{R_V}{\sqrt{\frac{L}{C}}} \frac{1}{\sqrt{1 - \Omega^2}} = \frac{1}{2} \frac{R_V}{\sqrt{\frac{L}{C}}} \frac{1}{\omega_1 \sqrt{LC}} \frac{1}{\sqrt{1 - \Omega^2}}$$
$$b_{vT} \approx \frac{1}{2} \frac{R_v}{\omega_1 L} \frac{1}{\sqrt{1 - \Omega^2}} \quad (161)$$



Da es sich hier um eine Näherungsrechnung handelt, gilt diese Beziehung nicht mehr, wenn  $\omega \approx \omega_1$  ist, denn wir haben ja bei der Ableitung die Voraussetzung gemacht, daß  $R_V \ll Z_T$  ist, was nicht mehr zutrifft, wenn  $\omega \approx \omega_1$  ist. Bisher konnten wir aus den Beziehungen für den Tiefpaß die entsprechenden Beziehungen für Hochpaß, Bandpaß usw. einfach dadurch erhalten, daß wir in die Beziehungen für Dämpfung, Winkelmaß und Wellenwiderstand die jeweilige normierte Frequenz  $\Omega_H$ ,  $\Omega_B$  und  $\Omega_S$  einsetzten. Für (161) gilt dies nicht, wie ein Vergleich vom Tiefpaß und Hochpaß nach Abb. 57 und 59 zeigt. In Abb. 59 ist ein Hochpaß dargestellt, dessen Spule einen Verlustwiderstand  $R_V$  hat. Bei der Frequenz

$\omega = \infty$ , d. h.  $\Omega_H = \frac{\omega_1}{\omega} = 0$  fließt durch die Spule kein Strom, da  $\omega L = \infty$  ist. Es kann daher im

Verlustwiderstand  $R_V$  keine Energie verbraucht werden. Beim Tiefpaß (Abb. 57) dagegen fließt bei

$\omega = 0$ , d. h.  $\Omega = \frac{\omega}{\omega_1} = 0$  der volle Strom  $J_1$ , und damit wird hier bei  $\Omega = 0$  nicht die volle Energie

an  $Z_T$  abgegeben, d. h. wir haben eine Dämpfung. Wir müssen also für den Hochpaß eine andere Beziehung für die durch Verluste hervorgerufene Dämpfung im Durchlaßbereich erhalten als für den Tiefpaß. In Abb. 60 ist das Vektordiagramm für ein Hochpaßhalbglied (Abb. 59) dargestellt. Nach Abb. 59 und 60 ist

$$J_2 = U_1 \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{\omega C}\right)^2 + Z_T^2}} \quad (162)$$

und

$$U_2 = J_2 Z_T = U_1 \frac{Z_T}{\sqrt{\left(\frac{1}{\omega C}\right)^2 + Z_T^2}} \quad (163)$$

Der Strom  $J_L$  steht hier nicht mehr auf  $U_1$  senkrecht, sondern eilt um den Winkel  $\varphi$  voraus. Dieser

Winkel ist gegeben zu  $\tan \varphi = \frac{R_V}{\omega L}$ . Der Winkel zwischen  $U_1$  und  $J_1$  ist so klein, daß wir  $J_1$  gleich seiner

Projektion auf  $U_1$  setzen können.  $J_1$  setzt sich zusammen aus  $J_2 \cos \alpha$  und einer zusätzlichen Komponente, welche sich durch Zerlegung von  $J_L$  in eine Komponente in Richtung  $U_1$  und eine senkrecht dazu, welche punktiert dargestellt ist, ergibt. Letztere ist gleich  $J_2 \sin \alpha$ . Die Komponente in Richtung  $U_1$  ist

nach dem Vektordiagramm gegeben durch Multiplikation von  $J_2 \sin \alpha$  mit  $\tan \varphi = \frac{R_V}{\omega L}$ . Damit wird

$$J_1 \approx J_2 \left( \cos \alpha + \frac{R_V}{\omega L} \sin \alpha \right) \quad (164)$$

Mit (163) und (164) erhalten wir

$$e^{2b_{VH}} = \frac{U_1 J_1}{U_2 J_2} \approx \frac{\sqrt{\left(\frac{1}{\omega C}\right)^2 + Z_T^2}}{Z_L} \left( \cos \alpha + \frac{R_V}{\omega L} \sin \alpha \right) \quad (165)$$

Da  $\sin \alpha = \Omega_H$ ,  $\cos \alpha = \sqrt{1 - \Omega_H^2}$ ,  $Z_T = Z_0 \sqrt{1 - \Omega_H^2}$  und  $\left(\frac{1}{\omega C}\right)^2 + Z_T^2 = Z_0^2$  ist, wird

$$\begin{aligned} e^{2b_{VH}} &\approx \frac{1}{\sqrt{1 - \Omega_H^2}} \left( \sqrt{1 - \Omega_H^2} + \frac{R_V}{\omega L} \Omega_H \right) \\ &= 1 + \frac{R_V}{\omega L} \frac{\Omega_H}{\sqrt{1 - \Omega_H^2}} \end{aligned} \quad (166)$$

Bei einigermaßen guten Hochpässen ist  $\frac{R_V}{\omega L} \ll 1$ . Es wird daher analog wie beim Tiefpaß näherungs-

weise und da  $\frac{\omega_1}{\omega} = \Omega_H$

$$b_{vH} \approx \frac{1}{2} \frac{R_v}{\omega L} \cdot \frac{\Omega_H}{\sqrt{1 - \Omega_H^2}} = \frac{1}{2} \frac{R_v}{\omega_1 L} \frac{\Omega_H^2}{\sqrt{1 - \Omega_H^2}}$$

(167)

Für  $\Omega_H = \frac{\omega_1}{\omega} = 0$ , d. h.  $\omega = \infty$  wird die durch die Verluste verursachte Dämpfung gleich Null, wie zu erwarten war.

(167) für den Hochpaß unterscheidet sich von (161) für den Tiefpaß dadurch, daß im Zähler die normierte Frequenz  $\Omega_H$  im Quadrat auftritt. So verschieden die beiden Gleichungen sind, so lassen sie sich doch auf eine gemeinsame Ausgangsformel zurückführen. H. F. Mayer [8] hat auf mathematischem Wege gezeigt, daß der Zusammenhang durch das Phasenmaß  $\alpha$  gegeben ist. An Hand von Abb. 61 können wir diesen Zusammenhang erkennen. Im linken Teil der Abbildung ist die nach (161) errechnete Dämpfung  $b_{vH}$

im Durchlaßbereich eines Tiefpasses mit  $\frac{R_v}{2 \omega_1 L} = 0,05$  in Abhängigkeit von  $\omega$  aufgetragen. Im rechten Teil der Abbildung ist die nach (167) errechnete Dämpfung  $b_{vH}$  eines Hochpasses mit ebenfalls  $\frac{R_v}{2 \omega_1 L}$

$= 0,05$  in Abhängigkeit von  $\omega$  aufgetragen. Außerdem sind das Wellenphasenmaß  $\alpha_T$  des Tiefpasses und  $\alpha_H$  des Hochpasses aufgetragen. Um den Zusammenhang zwischen der Dämpfung und dem Phasenmaß zu erkennen, legen wir beim Tiefpaß die Kurve im Punkt  $\omega = 0$  die Tangente A—B und ziehen dazu eine Parallele C—D, die beim Hochpaß die Kurve  $\alpha_H$  im Punkt P berührt. Zu diesem Punkt gehört auf der Abszisse der Wert  $1,27 \omega_1$  und die Dämpfung  $b_{vH} = 0,05$ , das ist die gleiche Dämpfung wie beim Tiefpaß bei  $\omega = 0$ , wo wir die Tangente an die Kurve  $\alpha_T$  gelegt haben. Da die Parallele C—D eine Tangente der Kurve  $\alpha_H$  ist, sehen wir daraus, daß der Tiefpaß und der Hochpaß bei gleicher Steilheit der  $\alpha$ -Kurven gleiche Dämpfungen haben. Wie in Abb. 61 beim Tiefpaß angedeutet, kann die Steilheit der  $\alpha$ -Kurve (= Anstieg der Tangente) durch den Differenzenquotienten  $\frac{\Delta \alpha}{\Delta \omega}$  ausgedrückt werden.

Legen wir bei irgendeiner Frequenz die Tangente an eine der beiden  $\alpha$ -Kurven, so finden wir stets, daß

die Dämpfung proportional  $\frac{\Delta \alpha}{\Delta \omega} = \frac{d \alpha}{d \omega}$  ist. Wir können daher den Ansatz

$$b_v = \epsilon \frac{d \alpha}{d \omega} \quad (168)$$

machen, wobei  $\epsilon$  eine Konstante ist, die wir noch bestimmen müssen. Zunächst einmal eine Zusammenstellung der Differentialquotienten, die wir bei der Filterberechnung brauchen.

Nach (17) ist  $\alpha = \arcsin \Omega$ , und damit wird

$$\frac{d \alpha}{d \Omega} = \frac{d (\arcsin \Omega)}{d \Omega} = \frac{1}{\sqrt{1 - \Omega^2}} \quad (169)$$

wobei  $\Omega_m$ ,  $\Omega_H$ ,  $\Omega_B$  oder  $\Omega_S$  an Stelle von  $\Omega$  einzusetzen ist, wenn es sich um ein Zobelglied oder ein Grundglied von einem Hochpaß, Bandpaß oder einer Bandsperre handelt. Ferner ist

$$\frac{d \Omega}{d \omega} = \frac{d \left( \frac{\omega}{\omega_1} \right)}{d \omega} = \frac{1}{\omega_1} \quad (170)$$

$$\frac{d \Omega_H}{d \omega} = \frac{d \left( \frac{\omega_1}{\omega} \right)}{d \omega} = - \frac{\omega_1}{\omega^2} = - \frac{1}{\omega} \Omega_H^2 \quad (171)$$

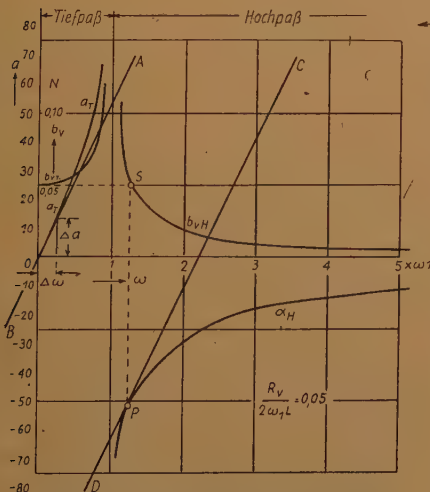


Abb. 61 Verlauf der Verlustdämpfung bei Tief- und Hochpaß

Mit (93) wird

$$\frac{d \Omega_m}{d \omega} = \frac{d \left( \Omega \sqrt{\frac{\Omega_\infty^2 - 1}{\Omega_\infty^2 - \Omega^2}} \right)}{d \Omega} \frac{d \Omega}{d \omega} = \frac{\Omega_\infty^2 \sqrt{\Omega_\infty^2 - 1}}{(\Omega_\infty^2 - \Omega^2) \sqrt{\Omega_\infty^2 - \Omega^2}} \frac{d \Omega}{d \omega} \quad (172)$$

wobei  $\Omega_H$ ,  $\Omega_B$  oder  $\Omega_S$  an Stelle von  $\Omega$  einzusetzen ist, wenn es sich um einen Hochpaß, einen Bandpaß oder eine Bandsperre handelt.

Aus (128) wird

$$\frac{d \Omega_B}{d \omega} = \omega^2 \frac{\omega^2 + \omega_0^2}{(\omega_1 - \omega_{-1})} \quad (173)$$

Aus (148) wird

$$\frac{d \Omega_S}{d \omega} = -(\omega_1 - \omega_{-1}) \frac{\omega^2 + \omega_0^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2} \quad (174)$$

Am Vektordiagramm des Hochpasses haben wir gesehen, daß die Ausgangsspannung um den Winkel  $\alpha$  voreilt, während sie beim Tiefpaß nachhinkt. Da wir der Nachhinkung stillschweigend positives Vorzeichen gegeben haben, müssen wir der Voreilung ein negatives Vorzeichen geben. Damit wird  $\frac{d(\arcsin \Omega_H)}{d \Omega_H}$  negativ. Nun ist nach (171)  $\frac{d \Omega_H}{d \omega}$  ebenfalls negativ, so daß auch beim Hochpaß  $\frac{d \alpha}{d \omega}$  positiv ist. Man sieht dies am Verlauf von  $\alpha_H$  in Abb. 61. Ebenso liegen auch die Verhältnisse beim Bandpaß und der Bandsperre. Es ergibt sich also, daß  $\frac{d \alpha}{d \omega}$  stets positiv ist, d. h. der Winkel  $\alpha$  nimmt mit zunehmender Frequenz stets zu. Wir können also die Vorzeichen in (171) und (174) vernachlässigen. Damit erhalten wir mit (168), (169) und (170) für den Tiefpaß

$$b_{VT} = \epsilon \frac{d \alpha}{d \omega} = \epsilon \frac{d(\arcsin \Omega)}{d \Omega} \frac{d \Omega}{d \omega} = \frac{\epsilon}{\omega_1} \frac{1}{\sqrt{1 - \Omega^2}} \quad (175)$$

Vergleichen wir (175) mit (161), so finden wir

$$\epsilon = \frac{Rv}{2L} \quad (176)$$

Aus (168), (169), (171) und (176) erhalten wir den Hochpaß

$$\begin{aligned} b_{vH} &= \epsilon \frac{d \alpha}{d \omega} = \frac{Rv}{2L} \frac{d(\arcsin \Omega_H)}{d \Omega_H} \frac{d \Omega_H}{d \omega} \\ &= \frac{Rv}{2L} \frac{1}{\sqrt{1 - \Omega_H^2}} \frac{1}{\omega_1} \Omega_H^2 = \frac{Rv}{2\omega_1 L} \frac{\Omega_H^2}{\sqrt{1 - \Omega_H^2}} \end{aligned} \quad (177)$$

Diese Gleichung stimmt mit (167) überein.

Für ein Tiefpaßzobelhaltglied wird

$$\begin{aligned} b_v &= \frac{1}{2} \frac{Rv}{L} \frac{d \alpha}{d \omega} = \frac{Rv}{2L} \frac{d(\arcsin \Omega_m)}{d \Omega_m} \frac{d \Omega_m}{d \Omega} \frac{d \Omega}{d \omega} \\ &= \frac{Rv}{2L} \frac{1}{\sqrt{1 - \Omega_m^2}} \frac{\Omega}{(\Omega_\infty^2 - \Omega^2) \sqrt{\Omega_\infty^2 - \Omega^2}} \frac{1}{\omega_1} \end{aligned}$$



Mit (93) wird

$$b_v = \frac{P_v}{2 \omega \cdot l} \frac{\Omega_\infty \sqrt{\Omega_\infty^2 - 1}}{\sqrt{1 - \Omega^2} (\Omega_\infty^2 - \Omega^2)} \quad (178)$$

Haben wir es mit einem Zobelbandpaß zu tun, so muß für  $\frac{d\Omega}{d\omega}$  statt (170) (173) eingesetzt werden. Wir

haben gesehen, daß man an und für sich die durch die Verluste hervorgerufene Dämpfung im Durchlaßbereich für alle Filter mit hinreichender Genauigkeit durch Näherungsrechnung an Hand von Vektordiagrammen ableiten kann. Obwohl man also hierbei ohne Anwendung der Differentialberechnung genau

so gut zum Ziel kommt, haben wir uns dennoch kurz mit der Größe  $\frac{d\alpha}{d\omega}$  (Gruppenlaufzeit genannt) be-

schäftigt, da deren Kenntnis bei der heutigen Technik manchmal von großer Wichtigkeit ist [3].

Bei Filtern für hohe Frequenzen sind die Verluste der Kondensatoren nicht immer zu vernachlässigen. Aus (176) wird dann

$$\epsilon = \frac{1}{2} \left( \frac{R_v}{L} + \frac{G}{C} \right) \quad (179)$$

wobei  $\frac{G}{C}$  aus der Güte  $\mathcal{G}_c$  des Kondensators

$$\mathcal{G}_c = \frac{\omega C}{G} \quad (180)$$

ermittelt werden kann.  $\frac{1}{G}$  ist der Verlustwiderstand, welcher dem Kondensator parallelgeschaltet zu

denken ist. Bei den Spulen muß man bei hoher Frequenz außer den Kupferverlusten auch die Eisenverluste berücksichtigen. Man kann dann  $\frac{R_v}{L}$  aus der Spulengüte

$$\mathcal{G}_L = \frac{\omega L}{R_v} \quad (181)$$

ermitteln.

(Wird fortgesetzt)

## PATENT-ANMELDUNGEN und -ERTEILUNGEN

Die Zahlen und Buchstaben bedeuten in der

ersten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): Klasse, Gruppe, Dezimalgruppennummer, Aktenzeichen;  
(bei Patent-Erteilungen): Klasse, Gruppe, Dezimalgruppennummer, Patentrollennummer, Aktenzeichen;

zweiten Zeile (bei Patentanmeldungen): links — Anmeldetag, rechts — Bekanntmachungstag;  
(bei Patent-Erteilungen): Datum des Beginns des Patents;

letzten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): Zahl in ( ) = Anzahl der Text- und Zeichnungsseiten.

Die bei den Patent-Anmeldungen angeführten Namen sind die der Anmelder, nicht der Erfinder, sofern nicht beide identisch sind; bei den Patent-Erteilungen sind die Patentinhaber genannt.

### 1. Patent-Anmeldungen

21a <sup>4</sup> , 29/01. N 3936	sich fortpflanzende elektro-
18. 5. 51 3. 1. 52	magn. Wellen" (9)
(Niederl.: 22. 5. 50)	
NV Philips' Gloeilampenfabrie-	21g, 13/17. N 3849
ken; Phasenstabilisierungsein-	28. 4. 51 3. 1. 52
richtg." (8)	(Frankr.: 2. 5. 50)
NV Philips' Gloeilampenfabrie-	NV Philips' Gloeilampenfabrie-
ken; „Kippschaltg." (15)	ken; „Vorrichtg. m. einer
	elektr. Entladungsröhre f. bes.
	hohe Frequenzen" (8)
21a <sup>4</sup> , 24/01. S 20 735	
1. 12. 48 3. 1. 52	
(Frankr.: 22. 5. 47)	
Siemens & Halske AG; „Schal-	Comp. des Freins et Signaux
tungsanordng. z. Überlage-	Westinghouse; „Dämpfungs-
rungsempfang" (8)	einrichtg. f. durch Wellenleiter
	42g, 23. I 2242
	28. 9. 50 3. 1. 52
	(V.St.Amerika: 1. 6. 46)

International Research and Development Corp.: „Tonwiedergabevorrichtg.“ (19)

21a<sup>4</sup>, 24/02. L 3044

10. 7. 50 3. 1. 52

Loewe Opta AG; „Pendelrückkopplungs-Empfangsschaltg. 1. m. Vorstufe“ (5)

21a<sup>4</sup>, 8/02. P 1298

9. 11. 43 10. 1. 52

„Patelhold“ Patentverwertungs- & Elektro-Holding AG; „Einrichtg. z. Kontrolle von Frequenzabwchlg. b. Hochfrequenz- u. Empfangsgeräten (6)

21a<sup>4</sup>, 9/01. T 2274

11. 12. 40 10. 1. 52

Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH; „Ultrakurzwellensender, insb. f. Dezimeterwellen, m. ein od. zwei Trioden in Rückkopplungsschaltg.“ (6)

21a<sup>4</sup>, 9/02. B 8493

8. 1. 45 10. 1. 52

Blaupunkt-Werke GmbH; „Schaltungsanordng. m. Laufzeitröhre, b. der d. angeschlossene Schwingkreis verstimmbar ist.“ (4)

21a<sup>4</sup>, 14/01. P 5348

6. 4. 51 10. 1. 52

W. Pützer, Aachen; „Phasengesteuert. Abstimmungsschaltg.“ (10)

21a<sup>4</sup>, 14/02. P 1308

16. 3. 44 10. 1. 52

„Patelhold“ Patentverwertungs- & Elektro-Holding AG; „Verf. z. Konstanthaltg. d. Frequenzhubs“ (5)

21a<sup>4</sup>, 20/01. S 21 374

23. 12. 50 10. 1. 52

Siemens & Halske AG; „Schaltg. z. Demodulat. frequenzmodul. Hochfrequenzschwingg.“ (6)

21a<sup>4</sup>, 35/14. p 7094 D

1. 10. 48 10. 1. 52

Siemens & Halske AG „Schaltungsanordng. z. Konstant-

haltg. einer Wechselfpanng. m. Hilfe v. gesättigt. Eisendrosseln u. einem ungesättigt. Transformator in Gegenschaltg.“ (7)

420, 13/06. A 2123

16. 10. 37 3. 1. 52

Atlas-Werke AG; „Akust., auf dem Doppler-Prinzip beruhend. Verf. u. Vorrichtg. z. Messg. d. relativen Geschwindigkeit. zw. einem Körper u. einem ihn umgebend. Medium“ (12)

21a<sup>4</sup>, 35/14. S 21 104

1. 12. 50 10. 1. 52

Siemens & Halske AG; „Schaltungsanordng. z. Konstanthaltg. ejner Gleichspanng. m. einer in Reihe m. d. Verbraucher liegend. Elektronenröhre“ (7)

21a<sup>4</sup>, 42. B 8692

29. 7. 40 10. 1. 52

Blaupunkt-Werke GmbH; „Verf. z. Anzeige v. Amplitudenschwankg. einer Wechselspanng.“ (10)

21e, 11/12. S 2754

12. 4. 50 10. 1. 52

Siemens & Halske AG; „Meßeinrichtg. z. oszillograph. Aufzeichng. f. Meßkurven, insb. Kennlinienschreiber f. Elektronenröhren“ (12)

21e, 28/02. S 10 577

27. 2. 43 10. 1. 52

Siemens & Halske AG; „Elektronenstrahloszillograph m. kreisförm. Zeitlinie“ (6)

21g, 13/01. R 100

19. 10. 49 10. 1. 52

Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH; „Röhre m. klingarmem Elektrodensystem“ (10)

21g, 13/17. R 3720

22. 9. 50 10. 1. 52

(V.St.Amerika: 24. 4. 42)

Radio Corp. of America; „Elektronenentladungs- vorrichtg.,

insb. z. Verstärkg. ultrahochfrequent. Schwingg.“ (12)

21g, 13/40. R 101

19. 10. 49 10. 1. 52

Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH; „Schaltg. z. Verminderg. d. Röhrenklingens“ (14)

42g, 8/03. E 3454

12. 3. 51 10. 1. 52

A. Elbern, Donauwörth; „Stereo-phon. Schallwiedergabe b. Tonbandgeräten“ (2)

42s, —. Sch 6653

21<sup>5</sup> 5. 51 10. 5. 52

Schoeller & Co.; „Verf. u. Vorrichtg. z. Ultraschallerzeugg. mittels elektroakust. Wandler“ (4)

21a<sup>3</sup>, 1/03. S 10 106

25. 3. 42 17. 1. 52

Siemens & Halske AG; „Verf. z. Einstellg. d. Luftspaltes f. d. Anker elektroakust. Magnet-systeme“ (5)

21a<sup>3</sup>, 12/01. H 3280

5. 6. 50 17. 1. 52

H. Hintze, Bogen/Donau; „Zentriermembranen, insb. f. d. Zentrierg. akust. Schwingg.“ (10)

21a<sup>3</sup>, 16/03. K 5050

11. 11. 38 17. 1. 52

Klangfilm GmbH; „Verf. u. Anordng. z. stereophon. Mehrkanalübertrag. v. Tönen“ (9)

21a<sup>4</sup>, 21. S 21 066

20. 11. 50 17. 1. 52

Siemens & Halske AG; „Schaltungsanordng. f. d. Antennen- ankopplg. v. Rundfunkempfang. m. Ultrakurzwellenbereich“ (5)

21a<sup>4</sup>, 46/02. B 8494

21. 4. 39 17. 1. 52

Blaupunkt-Werke GmbH; „Anordng. z. Umleitg. od. Reflexion sehr kurzer elektr. Wellen“ (5)

21a\*, 46/06. B 8511

17. 4. 39 17. 1. 52

Blaupunkt-Werke GmbH;

„Anordng. z. Anregg. sehr kurzer Wellen in einer als Hohlkörper ausgebildet. Leiteranordng.“ (5)

42g, 9/04. B 3409

5. 5. 50 17. 1. 52

E. Bauer GmbH; „Lichtton-Wiedergabeoptik“ (8)

42g, 10/01. A 12 848

2. 2. 51 17. 1. 52

(Frankr.: 3. 2. 50)

Ateliers de Constructions Electriques de Charleroi, SA; „Magnet. Aufnahme-Wiedergabe- u. Löschkopf f. magnet. Aufzeichng.“ (12)

42s, —. A 3755

28. 9. 50 / 17. 1. 52

L. Alt. München; „Ultraschallgerät“ (4)

42s, —. Sch 5724

22. 1. 51 17. 1. 52

Schoeller & Co.; „Schall- u. Ultraschallerzeugg. mittels Volumenmagnetostrikt.“ (2)

21a\*, 24/01. S 20 712

30. 10. 50 24. 1. 52

Siemens & Halske AG; „Schaltg. f. Rundfunkgeräte z. wahlw. Überlagerungsempfang amplitudenmodul. Mittel-, Lang- u. Kurzwellen od. vorzügsw. frequenz- od. amplitudenmodul. Ultrakurzwellen“ (7)

21a\*, 29/01. N 3668

24. 3. 51 24. 1. 52

(Frankr.: 29. 3. 50)

NV Philips' Gloeilampenfabrieken; „Demodulationsschaltg. f. frequenzmodul. Schwingg.“ (9)

21g, 4/07. L 7233

16. 12. 50 24. 1. 52

C. Lorenz AG; „Vorrichtg. z. Modul. d. v. einer Lichtquelle ausgehendes Lichtes“ (4)

21g, 12/01. L 5609

27. 9. 50 24. 1. 52

C. Lorenz AG; „Glimmrelais m. kalter Katode“ (9)

42g, 1/01. S 5818

21. 4. 42 24. 1. 52

Siemens-Schuckertwerke AG; „Verf. z. Messg. v. Schall- u. Ultraschallenergie“ (5)

42s, —. p 12 028 D

1. 10. 48 24. 1. 52

Ultrakust-Gerätebau, Dr.-Ing. O. Raudszus; „Einrichtg. z. Verhinderung. d. Schallabgabe auf d. Rückseite eines Ultraschall-schwingers“ (3)

## 2. Patent-Erfellungen

21a\*, 32/04. 830 526. p 53 026 D  
26. 8. 49

Siemens & Halske AG; „Anordng. z. Überwachg. einer Schallaufzeichng.“

21a\*, 13/03. 830 354. p 22 009 D  
19. 11. 48

A. Schaaf, Föhrden b. Rendsburg; „Lautsprecher f. d. Wiedergabe hoher Frequenzen m. druckentlastet. Membran“

21a\*, 18/04. 830 355. L 1307

2. 3. 50

C. Lorenz AG; „Verstärker z. Entzerrg. v. nichtlinearen Übertrag.“

21a\*, 41/07. 830 358. P 4452

21. 10. 50

„Patelhold“ Patentverwertungs- & Elektro-Holding AG; „Einrichtg. z. Schutz v. parallelgeschaltet. Verstärkerröhren gegen Überlastg.“

21a\*, 46/02. 830 361. p 28 905 D

31. 12. 48

(V.St.Amerika: 22. 1. 46)

Western Electric Comp. Inc.; „Linse f. Funk-Richtantennenanlagen“

21a\*, 16/03. 831 414. S 3304

9. 5. 50

Siemens & Halske AG; „Pseudo-

stereophon. Wiedergabeeinrichtg. m. Verteilg. d. Frequenzbereiches auf mehrere Lautsprecher“

21a\*, 16/04. 830 966. V 2158

11. 8. 50

Dr. W. Voigt, Burscheid b. Köln; „Verf. z. Erzeugg. einer naturwahren Klangwiedergabe v. Lautsprechern“

21a\*, 24/01. 831 417. N 1609

5. 8. 50

(Niederl.: 9. 8. 49)

NV Philips' Gloeilampenfabrieken; „Schaltg. z. Frequenztransformierg. v. Schwingg. hoher Frequenz“

21a\*, 24/02. 831 272. N 1807

7. 9. 50

(Niederl.: 10. 9. 49)

NV Philips' Gloeilampenfabrieken; „Schaltg. f. Empfäng., d. zwei Kanäle z. Empfang zweier versch., modul. Hochfrequenzschwingg. enthalten, wobei in jed. Kanal ein Superregenerativdetektor vorgesehen ist“

21a\*, 29/50. 831 418. p 28 895 D

31. 12. 48

(V.St.Amerika: 27. 9. 41)

Western Electric Comp. Inc.; „Anordng. z. Verstärkg., Erzeugg. u. Modul. od. Demodulat. v. elektromagnet. Wellen ultrahoher Frequenzen“

21c, 67/70. 830 816. S 1773

18. 2. 50

Siemens & Halske AG; „Schaltungsanordng. z. Spannungstabilisierg. unt. Verwendg. einer od. mehrerer Glimmladungstrecken“

21a\*, 14/01. 831 562. C 2092

6. 9. 50

(Frankr.: 23. 9. 48)

Comp. Française Thomson Houston, SA; „Schaltungsanordng. z. Änderg. d. Phasenwinkels einer Hochfrequenzschwingg.“

21g, 11/02. 832 023. K 1507

25. 1. 50

(Österr.: 20. 1. 49)

H. Kocourek; „Kristallverstärker-  
element (Transistor) u. Ver-  
zu seiner Herstellg.“

21g, 13/17. 832 025. p 55 807 D  
24. 9. 49

Siemens & Halske AG; „Röhren-  
anordng. z. Verstärk. od. Er-  
zeugg. höchster Frequenzen“

21g, 24/02. 832 026. p 8906 D  
2. 10. 48

Siemens & Halske AG; „Aus-  
Hohlleitern aufgebaute Linse  
f. elektromagnet. Wellen“

21g, 38. 832 027. p 12 030 D  
2. 10. 48

Ultrakust-Gerätebau Dr.-Ing. O.  
Raudszus; „Kippschwingungs-

gerät z. Erzeugg. v. Sägezahn-  
od. Impulsspanng. niedrig.  
Frequenz“

42g, 2/03. 832 072. E 3026  
23. 11. 50

Electroacoustic GmbH; „Elektr.  
Tonabnehmer m. mehreren  
Nadeln“

42g, 4/06. 831 777. E 1795  
15. 7. 50

Electroacoustic GmbH; „Aufsetz-  
einrichtg. f. d. Tonarm v. Plat-  
tenspiellern“

42g, 5/01. 831 612. G 3751  
27. 9. 50  
(V. St. Amerika: 14. 3. 44)

The Gray Manufacturing Comp.;  
„Vorrichtg. z. Aufnahme u.  
Wiedergabe v. Schallschwingg.  
auf elektr. Wege“

42g, 8/07. 831 778 p 12 864 D  
2. 10. 48

Licentia Patent-Verwaltungs-  
GmbH.; „Aussteuerungsmes-  
ser f. Geräte z. magnet. Ton-  
aufzeichng.“

42g, 9/01. 831 910. p 14 428 D  
2. 10. 48

D. von Mihály, Bln.-Wilmers-  
dorf; „Verf. u. Vorrichtg. z.  
Aufnahme v. Schallaufzeichng.  
n. d. Lichttonverf.“

21a<sup>4</sup>, 29/01. 832 447. p 53 335 D  
30. 8. 49

Telefunken Ges. f. drahtl. Tele-  
graphie mbH.; „Schaltg. z. De-  
modulat. frequenzmodul.  
Schwingg.“

## REFERATE

*Von den mit einem \* versehenen Referaten können  
Fotokopien der Originalarbeiten gegen Voreinsen-  
dung des Betrages von DMW 0,75 je Seite sowie des  
Einschreibepontos zur Verfügung gestellt werden.*

### Die Dämpfung des Tonfrequenzverstärkers\*

Mindestens ebenso wichtig wie die Ausgangsimpe-  
danz des Tonfrequenzverstärkers ist der Dämp-  
fungsfaktor seines Ausgangskreises, weil dieser für  
das Verhalten des Lautsprechers hinsichtlich der  
Einschwingvorgänge ausschlaggebend ist. Der  
Dämpfungsfaktor  $d$  des Verstärkerausganges ist de-  
finiert als das Verhältnis der Impedanz  $R_L$  des Ver-  
brauchers, also in den meisten Fällen der Schwing-  
spule des Lautsprechers in Verbindung mit dem  
Ausgangstransformator, zu der effektiven Aus-  
gangsimpedanz  $Z_0$  des Verstärkers. Je größer  $d$   
ist, um so stärker wird die Bewegung der Schwing-  
spule mit der Membran gedämpft; die Dämpfung  
des Lautsprechers durch den Verstärkerausgang  
spielt also eine ganz ähnliche Rolle wie der Dämp-  
fungswiderstand parallel zu einem Galvanometer.  
Als sogenannte kritische Dämpfung kann man den  
Mindestwert des Dämpfungsfaktors festsetzen, für  
den der Lautsprecher aperiodisch gedämpft wird.  
Bei Anstoß durch einen Stromimpuls wird die  
Membran bei kritischer Dämpfung keine Eigen-  
schwingungen ausführen, sondern aperiodisch in  
ihre Ruhelage zurückkehren. Zur Vermeidung von

Einschwingvorgängen im Lautsprecher wird man  
deshalb bemüht sein, den Dämpfungsfaktor min-  
destens gleich der kritischen Dämpfung zu machen.  
Die kritische Dämpfung hängt stark von der Bau-  
art und den Eigenschaften des Lautsprechers ab,  
liegt aber in den meisten Fällen zwischen fünf und  
zehn. Der Ausgangswiderstand des Verstärkers soll  
daher höchstens ein Fünftel bis ein Zehntel der  
Schwingspulenimpedanz betragen.

Der Ausgangswiderstand des Verstärkers kann an-  
gesehen werden als das Verhältnis der Spannung  $E$   
zum Strom  $i$ , wenn man eine Spannungsquelle mit  
der Spannung  $E$  an die Ausgangsklemmen des  
Verstärkers legt und den Strom  $i$  im Ausgangskreis  
bestimmt. Der Verstärkereingang muß dabei kurz-  
geschlossen sein (Abb. 1). In fast allen praktischen  
Fällen ist der Ausgangswiderstand  $Z_0$  gleich dem  
Innenwiderstand  $R_i$  der Endröhre, dem der Ver-  
braucher  $R_L$ , also der Lautsprecher einschließlich  
des Anpassungstransformators, parallel liegt, so  
daß sich der Dämpfungsfaktor mit hinreichender  
Genauigkeit als  $d = R_L/R_i$  schreiben läßt. Es soll  
auch nur dieser Fall weiter im Auge behalten wer-  
den. Wenn man  $R_L$  als die Lautsprecherimpedanz  
auffassen will, muß man natürlich den abwärts  
transformierenden Anpassungstransformator mit  
dem Übersetzungsverhältnis  $ü$  berücksichtigen und  
 $R_i$  und  $R_L$  auf die gleiche Seite des Transformators  
beziehen, so daß man bekommt  $d = ü^2 \cdot R_L/R_i$   
(Abb. 2).

Ein für die Praxis zweckmäßiges Verfahren zur  
Messung des Dämpfungsfaktors, das recht einfach  
ist und hinreichend genaue Werte liefert, ist aus



Abb. 3 zu ersehen<sup>1)</sup>. Es lassen sich damit Dämpfungsfaktoren bis zu 50 bestimmen. Die Eingangsklemmen des Verstärkers werden kurzgeschlossen, während an die Ausgangsklemmen ein Generator mit der Klemmspannung  $E$  angeschlossen wird; in Reihe mit dem Generator liegt ein ohmscher Widerstand  $R_L$ , der gleich der Impedanz der Sekundärwicklung des Ausgangstransformators ist. Der Dämpfungsfaktor ist dann gleich dem Verhältnis der Spannungsabfälle an  $R_L$  und an den Ausgangsklemmen:  $d = e_R / e_Z = R_L / R_i$ . Als Generator ist die Heizwicklung eines Netztransformators geeignet. Da bei größeren Dämpfungsfaktoren der überwiegende Teil der Spannung  $E$  an dem Widerstand  $R_L$  liegt, muß dieser verhältnismäßig hoch belastbar (etwa 10 Watt) sein.

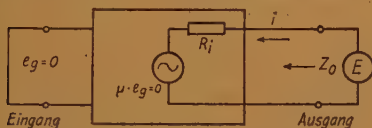


Abb. 1 Die Definition des Ausgangswiderstandes  $Z_0$  des Verstärkers

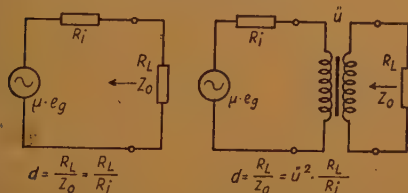


Abb. 2 Der Dämpfungsfaktor ist gleich dem Verhältnis aus Lautsprecherwiderstand  $R_L$  und Innenwiderstand  $R_i$  der Endröhre

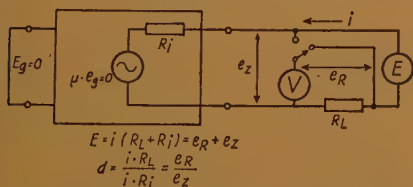


Abb. 3 Die Messung des Dämpfungsfaktors

Tonverstärker mit Trioden in der Gegentaktendstufe erreichen im allgemeinen nicht die kritische Dämpfung; der Dämpfungsfaktor liegt hier meistens in der Gegend von drei. Um die kritische Dämpfung zu erzielen, muß man deshalb durch Spannungsrückkopplung vom Verstärkerausgang auf den Eingang der Endstufe oder einer vorher-

gehenden Stufe den Ausgangswiderstand herabsetzen. Wenn sich die Gegenkopplung nur über die Endstufe erstreckt, dann wird der Ausgangswiderstand  $R_i$  auf den effektiven Wert

$$Z_0 = \frac{R_i}{1 - \beta \cdot \mu} \quad (1)$$

vermindert, wo  $\beta$  der Bruchteil der gegengekoppelten Spannung und  $\mu$  der Verstärkungsfaktor der Endröhre ist (Abb. 4). Im Gegensatz zu der Ausgangsimpedanz sinkt die Verstärkung der Endstufe um den Faktor  $1/(1 - \beta \cdot K)$  ab, wo  $K$  die Verstärkung der nicht gegengekoppelten Endstufe ist. Für den häufigeren und allgemeineren Fall, daß die Gegenkopplung über mehrere Stufen geht, ändert sich die Gleichung (1) und geht in die Beziehung

$$Z_0 = \frac{R_i}{1 - \beta \cdot K_0 \cdot \mu} \quad (2)$$

über, wo  $K_0$  die Verstärkung (ohne Gegenkopplung) der Stufen vor der Endröhre, aber innerhalb der Gegenkopplungsschleife ist. In ganz ähnlicher Weise erniedrigen sich übrigens die Innenwiderstände aller Stufen innerhalb der Gegenkopplungsschleife, was für die Bemessung der Treiberstufe von Bedeutung sein kann.

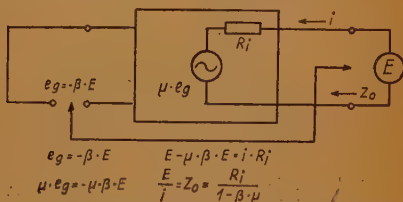


Abb. 4 Die Herabsetzung des Ausgangswiderstandes durch die Spannungsgegenkopplung

Durch die Gegenkopplung nimmt der Dämpfungsfaktor

$$d = \frac{R_L}{R_i}$$

den Wert

$$d_g = \frac{R_L}{Z_0} = \frac{R_L}{R_i} \cdot (1 - \beta \cdot K_0 \cdot \mu)$$

an. Da die Verstärkung der Endstufe gleich

$$K = \mu \cdot \frac{R_L}{R_L + R_i}$$

ist, läßt sich  $\mu$  durch  $K$  ausdrücken, und man erhält schließlich:

$$d_g = d \cdot \left[ 1 - \beta \cdot K \cdot \left( 1 - \frac{1}{d} \right) \right] \quad (3)$$

wo  $K_G = K \cdot K_0$  die Verstärkung aller Stufen innerhalb der Gegenkopplungsschleife ist. Durch

<sup>1)</sup> Robert M. Mitchell: Audio Amplifier Damping, Electronics, Band 24, Heft 9, September 1951, Seite 128.

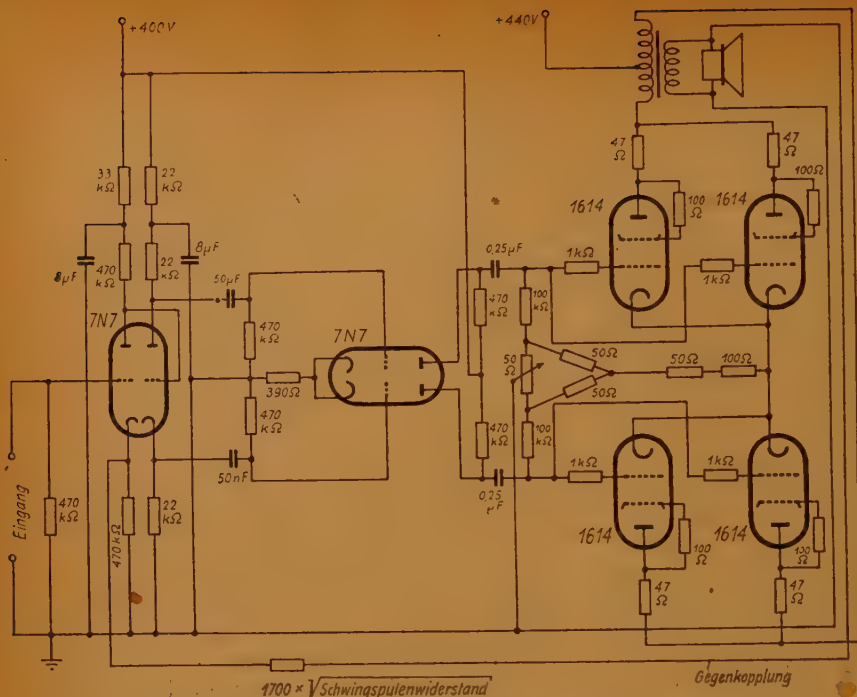


Abb. 5 Der Williamson-Verstärker mit einer Gegenkopplung von 20 db

die Gegenkopplung wird aber die Verstärkung um den Faktor  $F = 1 - \beta \cdot K_G$  reduziert, so daß sich aus der Gleichung (3) ergibt

$$d_g = F(d + 1) - 1 \quad (4)$$

Die Gleichung (4) bietet die Möglichkeit, den Dämpfungsfaktor des gegengekoppelten Verstärkers zu berechnen, und zwar lediglich aus der Verminderung der Verstärkung durch die Gegenkopplung und aus dem Dämpfungsfaktor des nicht-gegengekoppelten Verstärkers, ohne daß man die Impedanzen im einzelnen zu kennen braucht. Ist etwa der Dämpfungsfaktor  $d$  des Verstärkers ohne Gegenkopplung gleich 2, dann ergibt sich bei einer Gegenkopplung von 20 db, also bei einer Gegenkopplung, die die Verstärkung um 20 db reduziert, für den Dämpfungsfaktor  $d_g$  des gegengekoppelten Verstärkers aus Gleichung (4) der Wert 29, da hier  $F = 19$  (entsprechend 20 db) ist. Diese Verhältnisse liegen bei dem in Abb. 5 wiedergegebenen Williamson-Verstärker vor. Die Messung an dem Verstärker ergab für  $d_g$  den Wert 27, der nur wenig von dem errechneten Wert abweicht.

Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 4 Seiten.)

### Der Katodenverstärker bei hohen Frequenzen\*

Der Katodenverstärker hat den Vorzug, daß seine Eingangsimpedanz hoch, seine Ausgangsimpedanz aber relativ niedrig ist. Infolge der geringen Ausgangsimpedanz machen sich die nicht zu vermeidenden schädlichen Kapazitäten im Ausgangskreis, etwa die Schalt- und Röhrenkapazitäten bei Ankopplung einer weiteren Verstärkerstufe, kaum bemerkbar, so daß der Katodenverstärker eine gleichmäßige Verstärkung über ein breites Frequenzband bis zu hohen Frequenzen liefert. Bei der kapazitiven Belastung des Katodenverstärkers, wie sie also zum Beispiel bei der Ankopplung der nächsten Verstärkerstufe eintritt, muß aber noch eine andere Erscheinung beachtet werden: Durch Rückkopplung über die Gitter-Katodenkapazität der Röhre kann nämlich die Eingangsimpedanz bzw. ihr reziproker Wert, die Eingangskonduktanz, für bestimmte Frequenzbereiche negativ werden. Ist der negative Eingangswiderstand des Verstärkers kleiner als der positive Innenwiderstand der Steuerspannungsquelle, dann wird der Verstärker instabil und kann zum Schwingen kommen.

Betrachtet man den in Abb. 1 gezeichneten Katodenverstärker, dessen Ausgang mit der Kapazität  $C_L$  belastet ist, und berechnet seine Eingangs-impedanz<sup>1)</sup>, so kann man diese durch die Ersatzschaltung in Abb. 2a wiedergeben. Auffallend daran ist, daß die Eingangsimpedanz einen negativen und frequenzabhängigen Widerstand enthält. Zum Vergleich sind in Abb. 2b

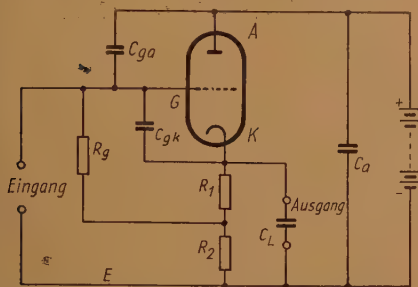


Abb. 1 Katodenverstärker mit kapazitiver Belastung  $C_L$  am Ausgang durch Streu- und Röhrenkapazitäten

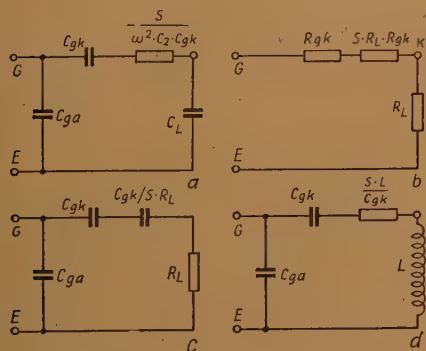


Abb. 2 Ersatzschaltungen des Eingangskreises des Katodenverstärkers

- bei kapazitiver Belastung mit  $C_L$
- bei ohmscher Belastung mit  $R_L$  bei tiefen Frequenzen
- bei ohmscher Belastung mit  $R_L$  bei hohen Frequenzen
- bei induktiver Belastung mit  $L$

und c die Ersatzschaltungen der Eingangskreise des Katodenverstärkers bei rein ohmscher Belastung durch  $R_L$  für tiefe und hohe Frequenzen und in Abb. 2d bei rein induktiver Belastung durch  $L$  dargestellt. Alle diese Ersatzschaltungen enthalten nur positive Widerstände.

<sup>1)</sup> J. E. Flood: Cathode-Follower Input Impedance, Wireless Engineer, Band 28, Nr. 335, August 1951, Seite 231.

Der negative frequenzabhängige Widerstand im Eingangskreis des kapazitiv belasteten Katodenverstärkers hat zur Folge, daß die Eingangskonduktanz des Verstärkers für niedrige Frequenzen positiv ist, mit steigender Frequenz aber gegen null geht, bei einer Frequenz  $\omega_0/2 \cdot \pi = f_0$  null wird und für alle Frequenzen oberhalb von  $f_0$  negativ ist. Abb. 3 zeigt diese Verhältnisse an einigen Meßkurven. Die Frequenz  $f_0$ , bei welcher der Übergang von positiver zu negativer Eingangskonduktanz erfolgt, läßt sich berechnen: Läßt man zunächst einmal die Gitter-Anodenkapazität  $C_{ga}$  der Röhre in Abb. 1 unberücksichtigt, so erhält man für  $f_0$ :

$$\omega_0^2 = \frac{(1 + S \cdot R_1) \cdot (1 + S \cdot R_k)}{R_g \cdot R_k \cdot C_{gk} \cdot (S \cdot R_k \cdot C_L - C_{gk})} \quad (1)$$

wo  $S$  die Steilheit der Röhre,  $R_k = (R_1 + R_2) R_i / (R_1 + R_2 + R_i)$  und  $R_i$  der Innenwiderstand der Röhre ist.

Da die Anode der Röhre nicht unmittelbar, sondern nur über einen Kondensator  $C_a$  endlicher Größe geerdet werden kann, entsteht durch den Miller-Effekt die Gitter-Anodenkapazität  $C_{ga}$ , durch welche die Frequenz, für die die Eingangskonduktanz null wird, zu der höheren Frequenz  $\omega_0'$  verschoben wird:

$$\omega_0' = \omega_0 \cdot \sqrt{1 + \frac{S \cdot R_g \cdot C_{ga}}{(1 + S \cdot R_1) \cdot C_a}} \quad (2)$$

Wie läßt sich nun die negative Eingangsinduktanz des kapazitiv belasteten Katodenverstärkers umgehen? Im allgemeinen wird nämlich  $f_0$  noch innerhalb der Bandbreite des Katodenverstärkers liegen. Oberhalb von  $f_0$  bzw.  $f_0'$  arbeitet der Verstärker nicht mehr stabil, so daß die kapazitive Belastung  $C_L$  eine erhebliche Beschneidung der ausnutzbaren Bandbreite verursachen kann. Zunächst einmal sieht man an Gleichung (1), daß  $\omega_0^2$  für  $C_{gk} > S \cdot R_k \cdot C_L$  negativ, also  $\omega_0$  imaginär wird; dann ist aber die Eingangskonduktanz für alle reellen Frequenzen positiv. Das ist aber ohne praktische Bedeutung, da man weder  $C_{gk}$  künstlich vergrößern will, weil dadurch die hohe Eingangsimpedanz des Katodenverstärkers verlorengeht, noch  $S$ ,  $R_k$  oder  $C_L$  wird verkleinern können. Eine Verkleinerung von  $S$  und  $R_k$  hätte einen Verstärkungsverlust zur Folge, während sich  $C_L$  nicht verkleinern läßt, da es sich hier um die ohnehin nicht zu vermeidenden schädlichen Kapazitäten handelt.

Als ein auch praktisch gangbarer Weg hat sich dagegen die Kompensation des negativen Widerstandes in der Ersatzschaltung Abb. 2a durch einen positiven Widerstand geeigneter Größe erwiesen. Das geschieht einfach in der Weise, daß man einen Reihenwiderstand  $R_s$  in die Gitter-

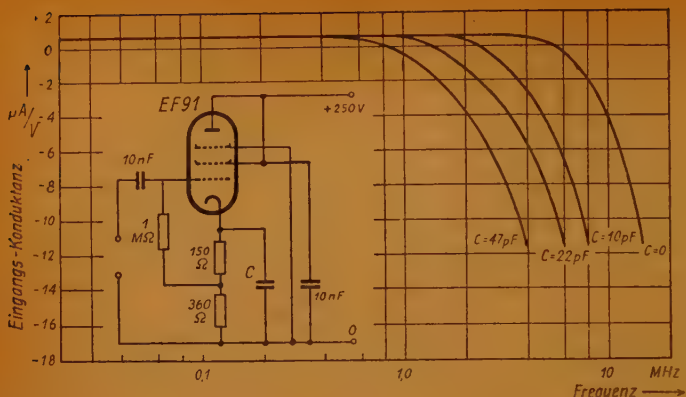


Abb. 3 Der Einfluß der kapazitiven Belastung am Ausgang des Katodenverstärkers auf die Eingangskonduktanz

leitung legt (Abb. 4). Da der negative Widerstand frequenzabhängig ist, müßte  $R_g$  für tiefe Frequenzen groß sein, während für höhere Frequenzen kleinere Werte für  $R_g$  genügen. Man wird daher  $R_g$  so wählen, daß die Kompensation schon bei tiefen Frequenzen ausreicht, bei hohen Frequenzen tritt dann eine Überkompensation ein, die aber nichts schadet.

Die für die Kompensation erforderliche Mindestgröße von  $R_g$  wird festgelegt durch die Beziehung:

$$R_g = 1/\omega_0^2 \cdot C_1^2 \cdot R_1, \quad (3)$$

wo  $C_1$  die Eingangskapazität und  $R_1$  der Eingangswiderstand des Katodenverstärkers für tiefe Frequenzen ist. Die Beziehung gilt, sofern die Frequenz  $f_0$ , für die die Eingangsimpedanz null wird klein gegen die Bandbreite des Verstärkers ist, was für Hochfrequenzverstärker meistens zutrifft. Es ist aber auf der anderen Seite zu beachten, daß durch  $R_g$  die am Steuergitter wirksame Steuerspannung mit zunehmender Frequenz kleiner wird. Damit  $R_g$  die Verstärkung hoher Frequenzen nicht beeinträchtigt, darf  $R_g$  nur verhältnismäßig kleine Werte haben und muß die Bedingung erfüllen:

$$R_g < \frac{C_L}{C_1} \cdot \frac{R_k}{1 + S \cdot R_k} \quad (4)$$

Die Bedingungen (3) und (4) lassen sich gleichzeitig nur für Trioden, nicht aber für Pentoden erfüllen, so daß es zweckmäßiger ist, für Katodenverstärker, die eine möglichst große Bandbreite und hohe Eingangsimpedanz haben sollen, nur Trioden oder als Trioden geschaltete Pentoden (Schirmgitter mit Anode verbunden) zu verwenden. Bei Pentoden wird durch  $R_g$  die Bandbreite des Verstärkers nach hohen Frequenzen zu eingeschränkt. Für den in Abb. 4 gezeigten Katodenverstärker

mit einer als Triode geschalteten EF 91 mit  $R_1 = 150 \text{ Ohm}$ ,  $R_g = 360 \text{ Ohm}$ ,  $R_g = 1 \text{ Megohm}$ ,  $C_{gk} = 8 \text{ pF}$ ,  $C_L = 53 \text{ pF}$  (47 pF + schädliche Kapazitäten) und  $S = 7,5 \text{ mA/V}$  ergibt sich die Frequenz  $f_0$ , bei der die Eingangsimpedanz ihr Vorzeichen wechselt, nach Gleichung (1) zu 570 kHz. Tatsächlich gemessen wurde aber eine Frequenz  $f_0' = 890 \text{ kHz}$ ; dieser Unterschied geht auf den Miller-Effekt gemäß Gleichung (2) zurück.

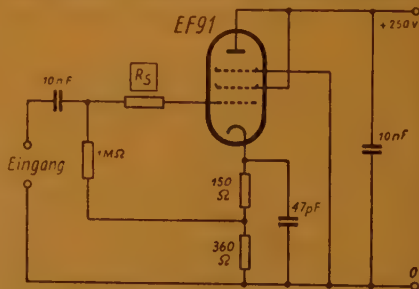


Abb. 4 Negative Eingangsimpedanzen des Katodenverstärkers lassen sich durch einen Gitter-Reihenwiderstand  $R_g$  vermeiden

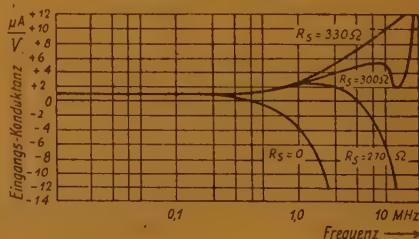


Abb. 5 Der Einfluß des Gitterwiderstandes  $R_g$  auf die Eingangskonduktanz, gemessen an der Schaltung nach Abb. 4



Das Ausmaß des durch den Anodenkondensator hervorgerufenen Miller-Effektes läßt sich übrigens in der Praxis sehr schlecht übersehen, da bei höheren Frequenzen die Anodenspannungsquelle keinen gegen den Wechselstromwiderstand des Anodenkondensators zu vernachlässigenden Widerstand mehr hat. Die Gleichung (2) gilt aber nur für den Idealfall, daß der Widerstand der Anodenspannungsquelle stets klein gegen den Widerstand des Kondensators ist.

Mit den für die EF 91 in der Schaltung nach Abb. 4 für tiefe Frequenzen geltenden Werten  $C_1 = 7 \text{ pF}$  und  $R_1 = 2,4 \text{ Megohm}$  ergibt sich in dem Katodenverstärker für den Gitterwiderstand  $R_g$  aus der Gleichung (3) ein zur Kompensation der negativen Eingangskonduktanz des Verstärkers erforderlicher Mindestwert von  $270 \text{ Ohm}$ . Die Meßergebnisse (Abb. 5) zeigen, daß in Wirklichkeit erst ein Widerstand von  $300 \text{ Ohm}$  ausreicht, um die Eingangskonduktanz nicht mehr negativ werden zu lassen. Die Diskrepanz zwischen Rechnung und Messung ist jedoch nicht schwerwiegend, und die Gleichung (3) bietet eine praktisch brauchbare Arbeitsvorschrift. Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 9 Seiten.)

## Frequenzmodulierter Quarzoszillator\*

In dem englischen UKW-Versuchssender „Wrotham“ wird erstmals ein von der „Marconi's Wireless Telegraph Company“ entwickeltes Modulationsverfahren praktisch angewandt, bei dem der Modulator unmittelbar die Frequenz eines Quarzoszillators steuert. Die Vorteile eines derartigen Verfahrens liegen auf der Hand. Hinsichtlich Schaltung und Aufwand ist der Modulator einfacher als andere bis jetzt benutzte Frequenzmodulatoren, trotzdem ist die Konstanz der Mittelfrequenz besser und sind die Modulationsverzerrungen geringer, da die Frequenz des Kristalls gegen Temperatureinflüsse und mechanische Einwirkungen sehr unempfindlich gemacht werden kann.

Die bei der Frequenzmodulation des Quarzkristalls zu lösenden Aufgaben bestanden hauptsächlich in der Erzielung eines ausreichenden Frequenzhubes und geringer Modulationsverzerrungen<sup>1)</sup>. Die Resonanzfrequenz eines Parallelschwingkreises läßt sich bekanntlich auf verhältnismäßig einfache Weise durch eine Blindwiderstandsrohre nach Abb. 1 steuern; diese stellt dann eine parallel zum Schwingkreis liegende Kapazität  $C_b$  der wirksamen Größe  $C_b = S \cdot R \cdot C$  dar, wo  $S$  die Steilheit der Röhre ist, so daß sich über die Spannung des

Steuergitters durch Veränderung der Röhrensteilheit die Resonanzfrequenz des Schwingkreises beeinflussen läßt.

Die Ersatzschaltung eines Schwingkristalls ist aber nach Abb. 2a ein Reihenschwingkreis  $L_C - R_C - C_C$ ; die Größen dieses Schwingkreises sind durch die mechanische Resonanz und die piezoelektrischen Eigenschaften des Kristalls bestimmt. Dem Schwingkreis liegt noch die Kapazität  $C_p$  parallel, wo  $C_p$  die Kapazität des Kristalls

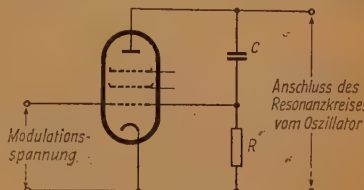
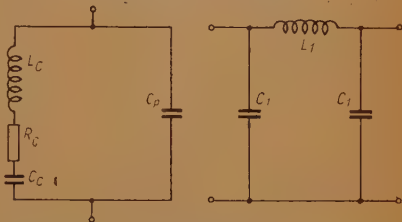


Abb. 1 Prinzipschaltung der Blindwiderstandsrohre für die Frequenzmodulation



Links: Abb. 2a Die Ersatzschaltung des Schwingkristalls ist ein Reihenschwingkreis. Rechts: Abb. 2b Einer Viertelwellenlängen-Leitung äquivalentes Netzwerk ( $\omega^2 \cdot L_1 \cdot C_1 = 1$ )

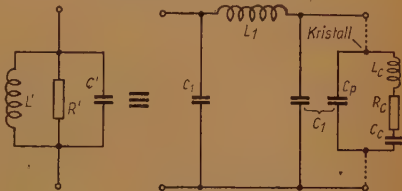


Abb. 2c Das Viertelwellenlängen-Netzwerk wandelt den Reihenschwingkreis des Kristalls in einen Parallelschwingkreis um

zwischen den Elektroden im nichtschwingenden Zustand ist. Die Resonanzfrequenz eines Reihenschwingkreises, wie ihn der Quarzkristall darstellt, kann aber nicht durch eine parallelgeschaltete Reaktanz in der gewünschten Weise verändert werden. Es ist darum nicht möglich, einen schwingenden Kristall über eine parallel liegende Blindwiderstandsrohre mit linearer Kennlinie zu frequenzmodulieren.

Nun läßt sich aber ein Reihenschwingkreis mit der Impedanz  $Z_r$  durch eine Viertelwellenlängen-Lei-

<sup>1)</sup> W. S. Mortley: „FMQ“, Wireless World, Band 57, Nr. 10, Oktober 1951, Seite 399.

tung, die den Wellenwiderstand  $Z_0$  hat, in einen Parallelschwingkreis mit der Impedanz  $Z_p$  umwandeln. Die beiden Schwingkreise sind dann zueinander invers in bezug auf  $Z_0$ :

$$Z_p = \frac{1}{Z_r} \cdot Z_0^2 \quad (1)$$

Die Viertelwellenlängen-Leitung läßt sich durch ein äquivalentes Netzwerk gemäß Abb. 2b verkörpern; das Netzwerk ist der Viertelwellen-

Schwingkristall gewonnen, deren Resonanzfrequenz sich in der gleichen Weise wie bei einem Parallelschwingkreis durch eine Blindwiderstandsröhre linear modulieren läßt; diese wird an die linken Klemmen des umzuwandelnden Netzwerkes gelegt und moduliert den Blindleitwert des Parallelschwingkreises.

Es ist zu beachten, daß sich in der geschilderten Schaltung der Wert des dynamischen Widerstandes  $R'$  im Parallelschwingkreis bei der Frequenz-

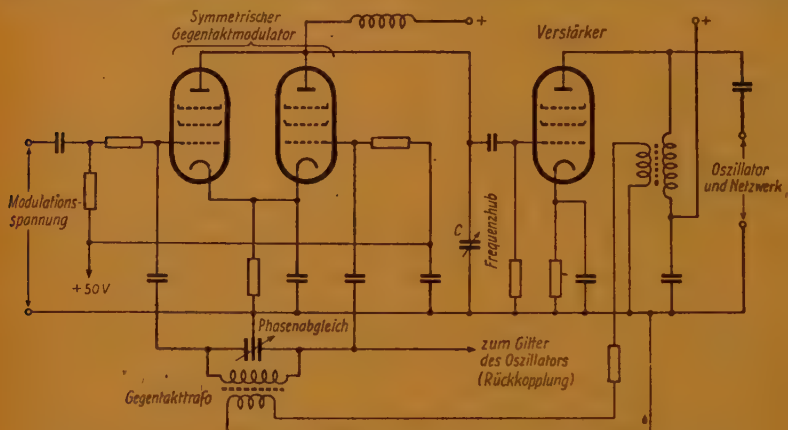


Abb. 3 Der symmetrische Gegenaktmodulator arbeitet nach dem gleichen Prinzip wie eine Blindwiderstandsröhre

längen-Leitung bei einer Frequenz  $\omega$  äquivalent, für welche die Beziehung

$$\omega^2 \cdot L_1 \cdot C_1 = 1 \quad (2)$$

gilt. Schließt man den Kristall an die rechten Klemmen des Netzwerkes an, so hat die gesamte Schaltung die gleichen Eigenschaften wie der Parallelschwingkreis in Abb. 2c. Da der Kennwiderstand  $Z_0$  des Netzwerkes gleich  $\sqrt{L_1/C_1}$  ist, ergeben sich für die Größen des Parallelschwingkreises die folgenden Werte:

$$L' = \frac{L_1}{C_1} \cdot C_0$$

$$R' = \frac{L_1}{C_1} \cdot \frac{1}{R_c}$$

$$C' = \frac{C_1}{L_1} \cdot L_0$$

Bei dieser Umwandlung läßt sich auch die an sich störende Kristallkapazität  $C_p$  eliminieren, indem man  $C_p$  zu einem Teil der rechts liegenden Kapazität  $C_1$  des Viertelwellenlängen-Netzwerkes macht. Man hat auf diese Weise eine Schaltung für den

modulation nicht verändert. Es ist daher möglich, die Schwingungen des Kristalls ohne Amplitudenmodulation aufrechtzuerhalten, indem man die Oszillatordröhre, die einen Widerstand der Größe  $R'$  verkörpert, an die linken, also an die dem Kristall abgewandten Klemmen des Viertelwellenlängen-Netzwerkes legt.

Streng genommen wirkt natürlich das Netzwerk in Abb. 2b nur für eine einzige Frequenz, die durch die Gleichung (2) festgelegt ist, als Viertelwellenlängen-Netzwerk; da aber für Rundfunksender nur ein Frequenzhub von höchstens 0,1 Prozent in Frage kommt, ist der durch die Frequenzmodulation verursachte Fehler unbedeutend.

Bei dem Sender Wrotham beträgt die Mittelfrequenz des Quarzoszillators 3,8033 MHz; hierbei hat die Kapazität  $C'$  des Parallelschwingkreises (Abb. 2c) einen Wert von rund 10 nF. Um die Mittelfrequenz um  $\pm 0,1$  Prozent zu verändern, muß der Leitwert des Schwingkreises um einen Betrag von  $\pm 0,008$  1/Ohm durch die Blindwiderstandsröhre variiert werden. Wenn der Modulator, also die Blindwiderstandsröhre, einen maximalen Effektivstrom von 10 mA linear aussteuern kann, darf die Spannungsamplitude der Oszillator-

schwingung am Modulator nicht 2,3 Volt überschreiten. Durch eine automatische Amplitudenregelung, ähnlich einer automatischen Verstärkungsregelung, wird aus diesem Grunde die Schwingspannung am Modulator auf 1 Volt eff. konstant gehalten. Durch diese Einrichtung wird gleichzeitig eine etwa durch Unvollkommenheiten des Modulators hervorgerufene Amplitudenmodulation unterdrückt.

Die Konstanz der Mittelfrequenz wird zwar durch den Kristall im Oszillator zuverlässig gehalten, muß aber auch im Modulator durch besonders sorgfältige Ausbildung gewährleistet werden. Die Forderungen in dieser Beziehung gehen dahin, daß bei einem maximalen Frequenzhub von  $\pm 100$  kHz die Mittelfrequenz um nicht mehr als  $\pm 2$  kHz von ihrem Sollwert abweicht; das heißt aber, daß der Leitwert der modulierenden Blindwiderstandsrohre im unmodulierten Zustand nicht mehr als 2 Prozent seines linearen Aussteuerbereiches schwanken darf. Diese Forderung konnte nur durch einen symmetrischen Gegentakmodulator erfüllt werden, dessen Schaltung die Abb. 3 zeigt. Die beiden Modulatorröhren, die ja als Blindwiderstandsrohre arbeiten, sollen einen möglichst langen Bereich in der Kennlinie haben, in welchem die Beziehung zwischen Steilheit und Gitterspannung linear und ohne Sprünge verläuft. Am günstigsten zeigte sich in dieser Beziehung die Mullard-Röhre EF 37 A, deren Steilheitsvariation und Stromaussteuerung aber recht gering ist; es mußte deshalb ein Hochfrequenzverstärker nachgeschaltet werden, der aber keinen Einfluß auf die Stabilität der Mittelfrequenz hat und darum als Eintaktverstärker ausgebildet werden konnte.

Der Gegentakmodulator verhält sich ganz ähnlich wie eine Blindwiderstandsrohre. Die Hochfrequenz-

	H-F-Spannung an den Gittern der Modulator- röhren	Anoden- ströme der Modulator- röhren	Spannung zum Kondensator C	Ergebnis
Beide Modulator- röhren im Gleich- gewicht (keine Mo- dulationsspannung)				Frequenz ungeändert
Modulatorröhre 1 steiler als Modulatorröhre 2				Frequenz erniedrigt
Modulatorröhre 2 steiler als Modulatorröhre 1				Frequenz erhöht

Abb. 4 Die Phasenverhältnisse im Gegentakmodulator

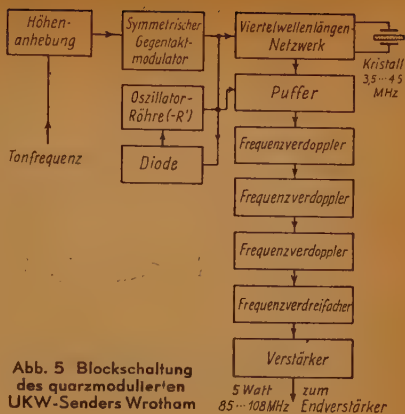


Abb. 5 Blockschaltung des quarzmodulierten UKW-Senders Wrotham

spannung des Oszillators wird den Steuergittern der beiden Röhren über einen Gegentaktransformator, der abstimbar ist, in Gegenphase zugeführt. Die Rückführung vom Transformator zum Oszillator ist die Rückkopplungsleitung des Oszillators. Solange keine Modulationsspannung vorhanden ist, heben sich bei vollkommener Symmetrie des Modulators die gegenphasigen Anodenströme beider Röhren gegenseitig auf und an dem Kondensator C in der gemeinsamen Anodenleitung entsteht keine Spannung. Durch die Modulationsspannung wird die Steilheit beider Röhren infolge ihres gemeinsamen Katodenwiderstandes gegenseitig beeinflusst. Je nach der Richtung der Modulationsspannung überwiegt der Anodenstrom einer der beiden Röhren, und es entsteht eine gegenüber dem Anodenstrom, und damit gegenüber der Oszillatorspannung um  $90^\circ$  voreilende oder nacheilende Spannung am Kondensator C. Entsprechend der Spannung an C entsteht dann ein vor- oder nacheilender Anodenstrom in der nachgeschalteten Verstärkerröhre, der die Leitwerte- bzw. Frequenzänderung der Kristallschaltung herbeiführt. Diese Verhältnisse gehen aus dem Schema in Abb. 4 hervor. Am Ausgang des Modulators liegt das Viertelwellenlängen-Netzwerk, an dessen anderes Ende der Kristall geschaltet ist, sowie der Oszillator zur Erregung des Kristalls. Der Kondensator C ist veränderbar gehalten, weil auf diese Weise der Frequenzhub (kHz je Volt Modulationsspannung) eingestellt werden kann.

Bei der Prüfung des Modulators stellte sich heraus, daß bei bestimmten Modulationsfrequenzen Spannungsspitzen am Oszillator auftraten; diese waren durch unerwünschte Schwingungsformen des Kristalls bedingt, die durch Interferenzen von an den

Elektrodenkanten reflektierten Wellen herrührten. Wie diese Schwierigkeit überwunden werden konnte, soll hier übergangen werden; jedenfalls gelang es, den Kristall so auszubilden, daß ausschließlich die erwünschte Schwingungsform entsteht.

In Abb. 5 ist die Blockschaltung der vollständigen Steuereinrichtung des Senders dargestellt; insgesamt werden für diese bis zur Erreichung der endgültigen Trägerfrequenz, einschließlich der Höhenanhebung, nur zehn Röhren benötigt. Die Messungen am fertigen Sender ergaben, daß bei einem maximalen Frequenzhub von  $\pm 75$  kHz die größten Verzerrungen nicht 1,2 Prozent überschreiten (bei einer Modulationsfrequenz von 30 Hz). Die relative Änderung der Mittelfrequenz betrug bei dem maximalen Frequenzhub  $2 \cdot 10^{-6}$ ; während eines achtzehnstündigen Betriebes schwankte die Mittelfrequenz um nicht mehr als  $12 \cdot 10^{-6}$ . Dr. F.

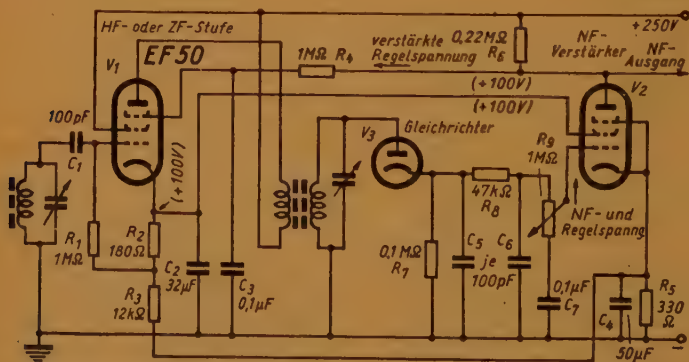
(Umfang der Originalarbeit 5 Seiten.)

### Schwundregelung über das Bremsgitter

Für die automatische Schwundregelung verwendet man meistens Regelpentoden, denen man die Regelspannung über das Steuergitter zuführt. Die Stellheit der Pentode, und damit ihre Verstärkung,

ändert bleibt. Mit dem Anodenstrom sinkt aber auch gleichzeitig die Steilheit, so daß man die Verstärkung der Pentode über das Bremsgitter wirksam beeinflussen kann. Durch eine hinreichend große negative Bremsgitterspannung lassen sich Steilheit und Verstärkung bis auf Null herabsetzen. Die Schwundregelung über das Bremsgitter hat den Vorteil, daß man Pentoden mit einer größeren Steilheit, als sie Regelpentoden maximal haben, benutzen kann und auf diese Weise einen größeren Regelbereich erhält. So änderte sich beispielsweise bei einem Empfänger mit einer über das Bremsgitter geregelten Pentode die Ausgangsspannung nur im Verhältnis 1,3 : 1, wenn die Eingangsspannung von 0,1 mV auf 300 mV erhöht wurde, während sich die Ausgangsspannung eines 4-Röhren-Supers mit zwei geregelten Regelpentoden unter den gleichen Bedingungen im Verhältnis 5,6 : 1 änderte.

Eine Schwierigkeit bietet die Bremsgitterregelung insofern, als recht große Regelspannungen erforderlich sind. Für die am besten geeignete steile Pentode EF 50 muß man beispielsweise die Bremsgitterspannung auf  $-50$  Volt herabsetzen, um die Verstärkung auf Null herabzudrücken. Es ist daher nicht zu umgehen, die Regelspannung vorher in einem Gleichstromverstärker zu ver-



Schaltung für die automatische Schwundregelung über das Bremsgitter mit zusätzlicher Gleichstromverstärkung der Regelspannung in der ersten NF-Stufe

ändert sich dann in Abhängigkeit von der Regelspannung. Eine andere Möglichkeit der Schwundregelung besteht darin, einer normalen Pentode die Regelspannung über das Bremsgitter zuzuleiten. Die Pentode gibt maximale Verstärkung bei der Bremsgitterspannung 0 (gegen Kathode); mit negativer werdendem Bremsgitter sinkt der Anodenstrom infolge der Stromverteilungssteuerung durch das Bremsgitter, und der Schirmgitterstrom steigt an, während der Katodenstrom unver-

stärken. Dazu braucht man aber keine zusätzliche Röhre, vielmehr läßt sich eine der bereits vorhandenen HF-, ZF- oder NF-Stufen für diesen Zweck verwenden. In der hier wiedergegebenen Schaltung einer automatischen Schwundregelung über das Bremsgitter dient die erste NF-Stufe ( $V_1$ ) als Gleichstromverstärker für die vom Gleichrichter ( $V_2$ ) gelieferte Regelspannung. Die verstärkte Regelspannung wird unmittelbar an der Anode von  $V_2$  abgenommen und über das NF-Fil-



ger  $R_1 - C_2$  an das Bremsgitter der geregelten Pentode  $V_1$  geführt. Da die Anodenruhespannung von  $V_1$  gleich dem Katodenpotential (entsprechend der Bremsgitterspannung 0) von  $V_1$  sein muß, wird das Katodenpotential von  $V_1$  durch den großen Katodenwiderstand  $R_2$  hochgelegt. Das ist möglich, weil ja der Katodenstrom von  $V_1$  unabhängig von der Regelspannung und konstant ist.

In dem Gleichrichterkreis liegt der Sperrkondensator  $C_2$  am geerdeten Ende des Lautstärkereglers  $R_2$ , damit stets die volle Gleichspannung, unabhängig von der Stellung des Potentiometers, am Steuergitter von  $V_2$  liegt. Wäre die NF-Stufe  $V_2$  in der üblichen Weise geschaltet, würde ihre Wirkung als Gleichstromverstärker nur ganz gering sein; für Gleichstrom würde nämlich eine zweifache Gegenkopplung eintreten, die die Verstärkung auf einen unbedeutenden Wert herabsetzt, und zwar einmal über den Katodenwiderstand auf die Katode und über den Schirmgittervorwiderstand auf das Schirmgitter. Diese unerwünschte Gleichstrom-Gegenkopplung konnte in der hier gezeigten Schaltung fast vollkommen vermieden werden, indem Katoden- und Schirmgitterpotential von  $V_2$  möglichst konstant gehalten werden. Zu diesem Zweck wird die Schirmgitterspannung an der Katode von  $V_1$  abgenommen; außerdem durchfließt der relativ große Katodenstrom von  $V_1$  noch den Katodenwiderstand  $R_2$  von  $V_2$  und hält das Katodenpotential fest. Auf diesem Wege läßt sich eine nahezu hundertfache Gleichstromverstärkung erreichen.

Um das Anodenruhepotential von  $V_2$  genau auf das Katodenpotential von  $V_1$  bringen zu können, sollte  $R_2$  oder  $R_3$  einstellbar sein. Dr. F.

## Die Übertragung von Fernseh-Signalen im Weltverkehr

In der Vortragsreihe „Fernsehen“ des Außen-Instituts der Technischen Universität Berlin gab H. Werrmann (Siemens)<sup>1)</sup> einen umfassenden Überblick über den neuesten Stand der Koaxial- und Richtfunktechnik im Hinblick auf den Ausbau weitgedehnter Fernseh-Verbindungsnetze.

Legt man die verschiedenen Fernschnormen in den einzelnen Ländern zugrunde, so ergeben sich sehr unterschiedliche Anforderungen an die Weitstrecken-Technik, die nicht nur die Bandbreite betreffen, sondern auch die damit verquickten

Einflüsse der Dämpfungs-, Laufzeit- und Amplitudenverzerrungen.

Koaxialkabel sind besonders geeignet, breite Bänder zu übertragen, da der Übertragungsbereich nach hohen Frequenzen theoretisch unbegrenzt ist. Ein Minimum der Dämpfung ergibt sich für ein Verhältnis von Außen- zu Innendurchmesser  $D/d$  gleich 3,6, entsprechend einem Wellenwiderstand von 77 Ohm. Das Koaxialkabel  $D/d = 9,4/2,6$  mm ist zu über 100 000 km in der Welt verlegt. Für das Fernsehen muß man zur besseren Beherrschung der Restverzerrungen den Kanal nach höheren Frequenzen verschieben. Man kann dann mehrere koaxiale Leitungen in einem Kabel zusammenfassen ohne Gefahr des Übersprechens. So ergibt sich als günstig eine trägerfrequente Restseitenbandübertragung und ein Trägerzusatz zur Herabsetzung der Bildpunktverzerrungen. Letztere werden durch den Einschwingvorgang hervorgerufen.

In Amerika verwendet man das  $L_1$ -System, das z. Z. der Einführung des Fernsehens als Breitbandfernsprech-Übertragung mit einem Bereich von 64 kHz bis 3100 kHz bereits vorhanden war. Das neue  $L_1$ -System mit einer Kanalbreite von 0,5 bis 8 MHz kann drei Gesprächsbündel von je 600 Ferngesprächen übertragen. Statt zweier Bündel kann ein Fernseh-Kanal von 4 MHz bereitgestellt werden. Der Verstärkerabstand muß nun allerdings halbiert werden, nämlich auf 4,6 km. In England wird die CCIF-Leitung mit dem mittleren Verstärkerabstand von 9 km verwendet. Das gleiche Kabel enthält noch stärkere koaxiale Tuben, insgesamt vier CCIF- und zwei starke Fernseh-Tuben, jedoch von einem solchen Ausmaß, daß die postalischen Kabelkanäle verwendet werden können. Auch das französische Kabel benutzt neben den 2,6/9,4-Leitungen, die beim Frequenzbedarf des 819-Zeilen-Bildes zu kurze Verstärkerabstände ergeben würden, die stärkere Tube 5/18 mit der halben Dämpfung des CCIF-Kabels; Verstärkerabstand 4,5 km. Im Gegensatz zu diesen kostspieligen Systemen beschränkt sich das deutsche ausschließlich auf das CCIF-Kabel (4 MHz, Kellfaktor 0,54). Mit Rücksicht auf das Farbfernsehen ist ein zweites System geplant für 5 MHz (Kellfaktor 0,77); Verstärkerabstand wie bisher 9 km.

In der Richtfunk-Technik, die erst seit wenigen Jahren entwickelt wird, ist nach oben hin eine Grenze bei  $10^{10}$  Hz infolge dann zu groß werdender Absorption gesetzt. Günstig ist der Bereich  $10^9$  bis  $10^{10}$  Hz (30 bis 3 cm). Zu beachten ist, daß sich bei einer mittleren Wellenlänge von 10 cm Schwundseinbrüche mit etwa 20 dB je Funkfeld (40 km) ereignen, jedoch in weniger als  $10^{10}$

<sup>1)</sup> Dr. Werrmann hatte die Freundlichkeit, uns eine ausführliche Arbeit über dieses Thema in Aussicht zu stellen, die wir voraussichtlich im Maiheft d. J. veröffentlichen werden.

Ir. J. P. Heyboer u. Ir. P. Zijlstra:

## Senderröhren

Das Verhalten von Pentoden, Tetroden  
und Trioden in der Sendeschaltung

295 Seiten, 256 Abb., 5 Tabellen und 1 Anhang

Ausgabe von N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken,  
Endhoven (Holland),

zu beziehen durch

Deutsche Philips GmbH., Hamburg 1, 1951

Auch dieser 7. Band der Philips-Bücherei „Elektronenröhren“ entspricht voll und ganz den Vorgängern. Es ist eine umfassende prinzipielle Darstellung des Verhaltens von Elektronenröhren in den betreffenden Schaltungen. Die Zuhilfenahme der Mathematik erfolgt nur dann, wenn diese zum Verständnis unbedingt notwendig ist. Es wendet sich also auch der Band 7 an den praktisch tätigen Konstrukteur. In der Hauptsache werden Senderöhren beschrieben bis zu den Frequenzen von etwa 300 MHz, da deren Entwicklung als abgeschlossen angesehen werden kann. Für die Senderöhren unter 300 MHz, also Laufzeitröhren usw., ist für später ein separates Werk vorgesehen. Man hat dies aus guten Gründen bedacht, da ja die Entwicklung der Senderöhren unter 300 MHz z. Z. noch sehr im Fluß ist. Der Leistungsverstärker in Katodenbasis-Schaltung findet in diesem Buch eine wohl einzig dastehende Behandlung. Der Inhalt gliedert sich in neun Kapitel mit einem Anhang. Kapitel I behandelt die Technologie der Senderöhre, im Kapitel II „Klassifizierung“ werden ganz allgemein die Röhren eingeteilt, im Kapitel III die Triode als Senderverstärker beschrieben, und Kapitel IV behandelt die Tetrode und die Pentode als Senderverstärker. Die Modulation des Senderverstärkers enthält Kapitel V. Hier untersuchen die Verfasser die verschiedenen Arten von Modulationssystemen und vergleichen sie auf ihre verschiedenen Eigenheiten. Im Kapitel VI werden die Senderöhren als Oszillator, im Kapitel VII die Senderöhre als Frequenz-Vervielfacher, im Kapitel VIII Gitteremission, Entladungen, Speisung, Kreisverluste, das Aufnehmen der statischen Kennlinien und im Kapitel IX Senderöhren für hohe Frequenzen ausführlich erklärt und besprochen. Ein Anhang faßt die rechnerischen Grundlagen für Senderverstärkereinstellungen zusammen. In knapper, übersichtlicher Form schließt das Buch mit den hauptsächlichsten technischen Daten der Philips-Sende- und Gleichrichterröhren. Ein Stichwortverzeichnis ermöglicht das rasche Auffinden gewünschter Abschnitte.

stündlicher Betriebszeit, d. h. 3,6 sec, über eine Stunde verteilt. Die erforderliche Sendeleistung errechnet sich zu 1 bis 10 W.

Praktisch wird das Fernseh-Band (bis zu  $10^7$  Hz) einem Zwischenträger aufmoduliert und verstärkt, dann in einem Frequenzwandler in die eigentliche Mikrowellenlage umgesetzt, nochmals verstärkt und ausgestrahlt. Um gegenseitige Kopplungen zwischen Funkfeldern zu vermeiden (zeitweise Überreichweite, Kopplung zwischen Sende- und Empfangsantenne), verschiebt man — wie früher bereits bei der drahtgebundenen HF-Übertragung über Freileitungen — die Frequenz des ausgehenden Signals gegen das ankommende. Zur Bewältigung des Rauschens wählt man für die Zwischenverstärkung doppelte Frequenz-Umsetzung. Man braucht also für eine Nachricht jetzt zwei HF-Kanäle.

Bezüglich der Modulationsverfahren hat das Seitenband-AM-Verfahren den geringsten Frequenzverbrauch. Die FM erfordert doppelt so viel Bandbreite wie die Zweiseitenband-AM, die PPM noch dreimal mehr, also 15 B<sub>0</sub>, worin B<sub>0</sub> das übertragene Seitenband bedeutet. Die PCM bringt in ihrem Kriterium der Zeichenzahl den besten Gewinn an Geräuschabstand. Ein Fünfer-Code mit 32 Helligkeitsabstufungen ergibt nach neuesten Erfahrungen das beste Bild, kostet aber leider zu viel Bandbreite. In der Praxis arbeiten daher die meisten Breitband-Richtfunksysteme mit FM. Amerika verfügt bereits über Strecken von mehr als 1000 km. Verwendet wird ein System mit Mikrowellen-Triode und Hornstrahler mit Schaumstofflinsen, die als „Verzögerungslinsen“ wirken. Die englische Technik verfügt über einen Senderfrequenzumsetzer ohne Mikrowellenverstärkung und geht auf Wanderfeldröhrenverstärker über. Die französische Technik verwendet bereits derartige Geräte, die Antennen sind mit Lochlinsen aufgebaut. Die deutsche Technik bringt in Kürze ein erstes System zum Einsatz und hat Entwicklungen laufen, die den Anschluß an die neueste internationale Technik sicherstellen.

In dem gewählten Übertragungsbereich 1,7... 2 GHz erlaubt die günstigste Mikrowellen-Triode, die bei Beginn der Entwicklung zur Verfügung stand, gerade noch eine wirksame Geradeausverstärkung. HF-Bandbreite 30 MHz, Frequenzverschiebung 60 MHz, also Lücke 30 MHz, Sendeleistung 5 W. Mit den neu entwickelten Röhren kann man jetzt wie im Ausland zur etwa doppelten Frequenz übergehen.

Zunächst wird die Kabeltechnik neben der Richtfunktechnik weiter bestehen; eine grundsätzliche Überlegenheit des einen Systems ist bisher nicht zu erkennen.

Fritz Winckel



Dem leider so früh verstorbenen Verfasser Heyboer und auch Ir. Zijlstra kann nur bestätigt werden, daß sie ein Werk von bleibendem Wert geschaffen haben, das auch durch die Weiterentwicklung der besprochenen Röhren nicht überholt werden kann. Wir sind überzeugt, daß das Buch nicht nur von dem praktisch arbeitenden Konstrukteur als Nachschlagewerk zu Rate gezogen wird, sondern daß es auch für den ernsthaften KW-Amateur so manches Ideengut für seine Praxis enthält.

Herbert F. Mataré:

### Empfangsprobleme im Ultrahochfrequenz-Gebiet

Hans Heinrich Meinke:

### Theorie der Hochfrequenz-Schaltungen

Verlag von R. Oldenbourg, München  
DM 32,—; DM 36,—

Herbert F. Mataré, einer der besten Sachkenner des Ultrahochfrequenzgebietes, hat es sich zur Aufgabe gemacht, die bisher bekannten Methoden für die Behandlung der Empfangsprobleme von Wellenlängen von 50 cm an abwärts zusammenzustellen. Im Mittelpunkt der Darstellung steht also der Einfluß des Empfangsorgans auf die Empfängerempfindlichkeit und deren Vorausberechnung und Messung. Das Buch gliedert sich in acht Teile. Der Verfasser bleibt bei seinen Ableitungen nicht allein bei den theoretischen Problemen stehen, sondern versucht auch alle in Frage kommenden technischen Aspekte, Meßmethoden und Meßergebnisse zu entwickeln, so daß man die Veröffentlichung auch als Einführung in die Hauptprobleme und die neuen Methoden der Hochfrequenzphysik ansehen kann.

Hans Heinrich Meinke gibt in seiner ausführlichen und außerordentlich geschickt zusammengestellten Darstellung einen Überblick über die Theorie der Hochfrequenzschaltungen, soweit sie nicht Elektronenröhren als Bauelemente enthalten. Der Verfasser behandelt das Frequenzgebiet zwischen  $2 \cdot 10^4 \dots 10^{10}$  Hz. Besonders verdient macht sich der Verfasser damit, daß er versucht, in vereinfachter und anschaulicher Darstellung die inneren Zusammenhänge der hochfrequenztechnischen Erscheinungen, die in den Maxwell'schen Grundgesetzen des elektromagnetischen Feldes verankert liegen, aufzuzeigen.

Beide Bücher ergänzen sich in etwa und stellen das für viele HF-Techniker noch heute von der Hochfrequenztechnik eroberte Gebiet in klarer sachlicher Weise dar.



**STEINLEIN**

## HOCHKONSTANT NETZGERÄTE

*Normaltypen für Nieder- und Hochspannungen  
Lastunabhängig-Innenwiderstand 1 Ohm*

**HK-Geräte mit Vielspannung**

*Spezialgeräte und Anlagen  
in Sonderfertigung*

**PETER STEINLEIN**

*Regler- u. Verstärker-Stromversorgung  
Düsseldorf-Erkraltersir. 120. Tel. 11781*

## FACHZEITSCHRIFTEN

von hoher Qualität

### FUNK-TECHNIK

Radio • Fernsehen • Elektronik

### FUNK UND TON

Monatsheft für Hochfrequenztechnik und Elektroakustik

### LICHTTECHNIK

Beleuchtung • Elektrogerät  
Installation

### PHOTO-TECHNIK UND -WIRTSCHAFT

Organ des Verbandes  
der Deutschen Photographischen  
Industrie e. V.

### KINO-TECHNIK

Schmalfilmkino • Filmtechnik  
Lichtspieltheater

### KAUTSCHUK U. GUMMI

Zeitschrift für die Kautschuk- und  
Asbestwirtschaft, Wissenschaft und  
Technik

Probehefte kostenlos

**VERLAG FÜR  
RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH.  
HELIOS-VERLAG GMBH.**

Berlin-Borsigwalde (Westsektor)

# F&G

**Hochfrequenz-  
Kabel und -Leitungen**  
für alle Anwendungsgebiete der  
**Hochfrequenztechnik**



**Felten & Guilleaume Carlsberg AG**  
**Köln-Mülheim**

**FTH**

*Alle Arten*

**ausländische RÖHREN**

Über 600 Typen am Lager • Große Bruttopreis-  
liste • Händlerrabatte

Das breiteste Sortiment für alle Verwendungszwecke • Handelsübliche Garantie auf alle Röhren • Ständiger Ankauf aller ausländischen Typen

**Frankf. Techn. Handelsges.**

Frankfurt-M., Schumannstraße 15 • Telefon 78115

## INGENIEUR

für die Verbindungsstelle zwischen  
Entwicklung und Fertigung, sowie  
für die Planung von Anlagen für  
Trägerfrequenztechnik von Süd-  
deutschem Unternehmen gesucht.  
Bewerbungen möglichst mit Licht-  
bild, frühestem Eintrittstermin, so-  
wie Gehaltsansprüchen an

P. Q. 4543 (US)

## BESTELLSCHEIN

Liefern Sie aus dem

VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK  
GMBH., BERLIN-BORSIGWALDE

Expl. **Handbuch für Hochfrequenz-  
und Elektro-Techniker**

zum Preise von DM-W 12,50 spesen- und portofrei  
durch Nachnahme

Name: \_\_\_\_\_

Datum: \_\_\_\_\_

Genaue Anschrift: \_\_\_\_\_

## Physiker

(HF) jahrelang einer techn. Redak-  
tion angehörend, vertraut mit Patent-  
wesen, fremdsprachlich befähigt,  
sucht passenden Wirkungskreis un-  
ter P.N. 4541